ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 15 NOVEMBRE 1954.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE DE BROGLIE.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès, survenu le 17 janvier 1954, de M. **Leonard Eugene Dickson**, Correspondant pour la Section de géométrie. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera lue en l'une des prochaines séances par M. **Paul Montel**.

ASTRONOMIE. — *Sur les bases du problème cosmogonique restreint.* Note (*) de M. Alexandre Dauvillier.

L'auteur montre que le problème de la genèse du système solaire est étroitement associé à celui de l'évolution galactique et qu'il a un triple aspect : astronomique, mécanique et chimique. L'application, aux Amas stellaires, de la théorie cinétique des gaz, permet de rendre compte de l'équipartition de l'énergie, des rotations et associations stellaires et de la genèse des systèmes planétaires.

Les travaux de Johnstone Stoney, Bickerton, Kelvin, Jeans, Jeffreys, ont montré que le système solaire résultait d'interactions stellaires, mais l'improbabilité de tels effets, avec une densité galactique de 3.10^{-3} étoiles par année-lumière au cube, est telle que le problème cosmogonique est demeuré dans une impasse. C'est qu'il a été mal posé et que le système solaire est né, il y a 4.10^{9} ans, dans un tout autre endroit que celui où il se trouve aujourd'hui. L'expansion de l'Univers, parfois invoquée, n'a pu se manifester dans la Galaxie.

L'étude du rôle cosmologique des rayons cosmiques nous a conduit à suggérer (¹) un modèle de galaxie autonome fonctionnant en cycle quasi-

---

(*) Séance du 8 novembre 1954.

(¹) A. Dauvillier, *Comptes rendus*, t. 237, 1953, p. 1298.

fermé, par le jeu de l'électromagnétisme cosmique, dans lequel les évolutions des éléments chimiques, des étoiles et de la Galaxie sont étroitement associées. Nous y avons fait jouer aux Amas globulaires, un rôle cosmogonique essentiel, en leur appliquant la théorie des gaz, selon les idées de Kelvin, les étoiles étant considérées comme des molécules. Les travaux de Faye, Du Ligondès, Poincaré, relatifs à la dynamique d'un nuage ultra raréfié de poussière cosmique, indiquaient déjà ce que pouvait être celle d'un Amas. Ceux de von Zeipel et d'autres ont montré que la densité stellaire centrale pouvait y être 700 000 fois plus grande que dans notre région galactique. Le libre parcours stellaire y est comparable au diamètre de l'Amas. Celui-ci est traversé en un temps de l'ordre du million d'années, si bien qu'il aura été parcouru des milliers de fois et que l'équipartition y sera presque réalisée. Les interactions y sont fréquentes et nous en distinguerons trois sortes :

1° *Les pseudo-chocs*, n'entraînant que des effets de marée, auxquels on doit l'équipartition de l'énergie cinétique. Lorsque ces effets deviennent importants, la perte d'énergie provoque la capture et les associations d'étoiles doubles, puis multiples. Le grand moment orbital de ces couples et les rapides rotations stellaires en sont les conséquences. Ces effets de marée seraient, à eux seuls, insuffisants pour rendre compte des masses et des moments observés dans le système solaire.

2° *Les collisions centrales*, qui sont des événements catastrophiques, accompagnés de températures très élevées et de réactions nucléaires à la faveur desquelles les étoiles hyperdenses engendrent de *nouvelles* Géantes rouges massives, formées de *nouveaux* éléments. C'est dans ces collisions que nous trouvons la source du rajeunissement de l'Univers et de l'énergie nucléaire.

3° *Les collisions rasantes*, provoquant une capture, suivie d'une série de collisions tangentielles, aboutissant à la fusion des deux étoiles en une seule. C'est le mode de genèse des systèmes planétaires.

Ce qui est vrai pour les Amas, l'est, *a fortiori*, pour le centre du Noyau galactique, où la population stellaire est plus dense encore. C'est ainsi que notre système est né, au centre du Noyau, de la capture de deux Naines ayant chacune près de la moitié de la masse du Soleil. L'existence de deux familles planétaires s'interprête simplement par ce mécanisme : les collisions rasantes initiales ayant provoqué l'émission de cinq paires de planètes géantes et les oscillations finales du Soleil résultant, l'expulsion de cinq paires de planètes naines. Le moment orbital du système serait fourni, par une vitesse relative transverse des deux composantes stellaires, aussi faible que 320 m/s à la distance de deux unités astronomiques. La décroissance exponentielle de l'amplitude de ces effets en fonction du *temps* conduit à la loi de Bode. Les orbites circulaires résultent de la combinaison des orbites elliptiques jumelles. L'interaction d'étoiles de types, masses et températures variées, engendre des

effets d'une grande diversité. Le problème cosmogonique restreint s'intègre ainsi dans celui de l'évolution galactique. La formation d'un système planétaire n'est qu'un cas particulier de celle d'étoiles doubles et l'on peut prévoir 2 % de tels systèmes.

Nous avons déjà montré que la jonction des planètes jumelles pouvait donner lieu à trois sortes d'événements :

1° Dans le cas des géantes, se rencontrant au bout de quelques millénaires encore *gazeuses*, la capture, avec collisions rasantes, s'est produite dans le cas de Saturne. Ainsi s'explique l'analogie structurale du système planétaire et de son système satellitaire. Elle possède en effet, deux familles de satellites normaux, les Géants : Titan et Japet, et les Nains. Ainsi s'interprètent les discontinuités que nous observons dans les distances et les masses des planètes et des satellites. Dans le cas de Jupiter et d'Uranus, les deux planètes jumelles ont fusionné sans collision préalable et n'ont engendré qu'une famille de Nains. Ainsi s'expliquent les rotations *différentielles* du Soleil et des planètes Géantes.

2° Dans le cas des planètes terrestres, dont les jumelles ont fusionné au bout de quelques siècles à l'état *fondu*, des satellites normaux ne pouvaient être engendrés. Mais, dans le cas exeptionnel de la Terre, les deux jumelles ont fusionné tangentiellement en apportant un moment angulaire considérable ayant conduit au piroïde de Poincaré et au système Terre-Lune, planète double ayant évolué selon la théorie de Darwin.

3° Enfin, dans le cas des deux jumelles devant constituer la planète d'Olbers, les planètes étaient si petites qu'elles se sont capturées à l'état *solide*, au terme de leur évolution chimique et minéralogique. Elles se sont disloquées progressivement, le long de l'orbite circulaire résultante, en donnant naissance aux anneaux d'astéroïdes. La genèse de l'anneau de Saturne a été identique.

Mais au problème mécanique, s'ajoute un problème physico-chimique non moins essentiel. Il est dominé par l'abondance cosmique des éléments, la nature du mélange de Russell et la théorie cinétique des gaz, appliquée cette fois-ci, au propre. Il faut rendre compte des compositions chimiques si différentes du Soleil, des planètes géantes et naines et des météorites. Si l'on extrait d'un seul coup, comme le voulait Jeans, toute la matière des planètes, on se heurte aux objections formulées par L. Spitzer : cette matière exploserait. Si l'on en extrait la matière par « quanta » insuffisants, comme le voulaient Chamberlin et Moulton, on se heurte aux objections tirées de la théorie cinétique : la matière s'évaporerait dans l'espace. La théorie assigne, pour chaque température, des masses critiques, et la différenciation chimique ne résulte que d'une évaporation thermique fractionnée. Ainsi peut-on donner des bases théoriques à la géochimie.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Essai d'une interprétation du résultat négatif de l'expérience de Michelson, sans recours à la transformation de Lorentz.* Note de M. **Dimitri Riabouchinsky**.

Remarques sur une mécanique dont dépendent les équations de Maxwell, complémentaire à la Mécanique classique. Le raccordement de ces deux mécaniques sur le plan de l'énergie et le résultat négatif de l'expérience de Michelson découlent du postulat que les composantes de la vitesse de l'éther libre restent, en tout point et à tout instant, perpendiculaires à la vitesse de propagation des champs correspondants.

Rappelons, en y ajoutant quelques précisions, les résultats [1] mis à la base des développements de la présente communication.

La propagation des petites perturbations dans un gaz parfait, soumis à la loi adiabatique, est déterminée par les équations de continuité et dynamique, qu'on peut exprimer, en négligeant les carrés et produits de petites quantités comme suit

$$(1)\qquad \operatorname{div}\vec{H}' = \frac{1}{c'}\frac{\partial E'}{\partial t}, \qquad \overrightarrow{\operatorname{grad}} E' = \frac{1}{c'}\frac{\partial \vec{H}'}{\partial t}, \qquad \vec{H}' = H'\vec{j} = \sqrt{\rho_0}\vec{V}, \qquad E' = \frac{p - p_0}{c'\sqrt{\rho_0}},$$

$\vec{V}$ est la vitesse en un point (x, y, z) à l'instant t, p — la pression correspondante, ρ_0 — la densité en un point où $\vec{V} = 0$, $\rho = \rho_0$. La célérité du son $\vec{c}' = (\gamma p_0/\rho_0)j$, et $(1/2)H'^2$, $(1/2)E'^2$ représentent l'énergie cinétique et l'énergie intrinsèque (d'expansion) du gaz par unit de volume. Nous considérerons la masse $\vec{m}' = (\rho\, dx\, dy\, dz)\vec{k}$ comme vecteur et admettrons qu'à l'instant considéré les trièdres trirectangles $OE'H'\vec{m}'$ et $Oxyz$ se confondent.

En prenant respectivement les produits scalaire et vectoriel des deux parties de la première et de la seconde des équations (1) par $\vec{i}$, il vient après quelques transformations,

$$(2)\qquad \operatorname{curl} H'\vec{k} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(-E'\vec{i}\right), \qquad \operatorname{curl}\left(-E'\vec{i}\right) = -\frac{1}{c'}\frac{\partial H'\vec{k}}{\partial t}.$$

On peut interpréter géométriquement cette transformation comme un virement du trièdre $OE'H'm'$ d'un angle $\pi/2$ autour de l'axe Ox, suivi d'un virement de ce trièdre d'un angle $-\pi$ autour de l'axe Oz. Le vecteur $\vec{c}' = c'\vec{j}$ ne participe pas à ces virements. Ce sont les trièdres $O(-E')m'H'$, $O(-E')c'H'$ et $Oxyz$ qui se confondent après la transformation

En prenant le produit scalaire par $\vec{i}$ des deux parties de la première et le produit vectoriel par $-\vec{i}$ des deux parties de la seconde des équations (2), on revient aux équations (1).

---

(1) *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 391 et 432; 239, 1954, p. 216.

En comparant les équations (2) aux équations de Maxwell (3)

$$\text{(3)}\qquad \operatorname{curl}\vec{\mathrm{H}} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathrm{E}}}{\partial t},\qquad \operatorname{curl}\vec{\mathrm{E}} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathrm{H}}}{\partial t},$$

on obtient la correspondance remarquable

$$\vec{\mathrm{H}} \to \vec{\mathrm{H}}',\qquad \vec{\mathrm{E}} \to -\vec{\mathrm{E}}',\qquad \vec{c} \to \vec{c}',$$

Le module de la vitesse de propagation $\vec{c}$ des ondes planes qui s'entrecroisent en un point donné étant un invariant, ces vitesses ne sont pas soumises à la règle d'addition des vecteurs tandis que les vecteurs $\vec{\mathrm{E}}$, $\vec{\mathrm{H}}$ et, par conséquent, la vitesse $\vec{\mathrm{V}}$ le sont, mais ils restent individuellement perpendiculaire à la vitesse $\vec{c}$ de leur onde afférente. Les produits scalaires $\vec{\mathrm{V}}.\vec{c}$ et $\vec{\mathrm{V}}.\vec{m}$ sont donc nécessairement nuls.

En multipliant les deux premières équations (1) respectivement par E′ et H′, en prenant ensuite leur somme et en procédant de même avec $\vec{\mathrm{E}}$, $\vec{\mathrm{H}}$ dans les équations (3), on obtient les équations

$$\text{(4)}\qquad \frac{\partial}{\partial t}\iiint \frac{1}{2}(\mathrm{E}'^2 + \mathrm{H}'^2)\,d\tau = -c'\iint \mathrm{E}'\,\vec{\mathrm{H}}'\,\vec{n}\,d\sigma,$$

$$\text{(5)}\qquad \frac{\partial}{\partial t}\iiint \frac{1}{2}(\mathrm{E}^2 + \mathrm{H}^2)\,d\tau = -c\iint \left(\vec{\mathrm{E}} \times \vec{\mathrm{H}}\right)\vec{n}\,d\sigma,$$

la normale $\vec{n}$ aux éléments de surface $d\sigma$ étant dirigée vers l'intérieur du volume τ.

On interprète généralement l'équation (4) comme variation par unité de temps de l'énergie dans le volume τ déterminée par le travail correspondant du système de forces appliquée à sa surface σ et l'équation (5) de Poynting comme cette variation d'énergie déterminée par le flux d'énergie à travers la surface σ.

C'est en cherchant à étendre l'interprétation susdite de l'équation (4) à l'équation (5), que j'ai été amené à adjoindre aux équations de la mécanique classique :

$$\text{(6)}\qquad \vec{\mathcal{F}} = \frac{d}{dt}\left(m\vec{\mathrm{V}}\right) = m\frac{d\vec{\mathrm{V}}}{dt},\qquad \vec{\mathrm{V}}.\vec{\mathcal{F}} = \mathrm{V}\mathcal{F}\cos\widehat{\mathrm{V}\mathcal{F}} = m\frac{d}{dt}\frac{\mathrm{V}^2}{2},$$

les équations d'une mécanique complémentaire dont dépendent directement les équations de Maxwell :

$$\text{(7)}\qquad \vec{\mathcal{F}} = \frac{d}{dt}\left(\vec{m} \times \vec{\mathrm{V}}\right) = \vec{m} \times \frac{d\vec{\mathrm{V}}}{dt},\qquad \vec{\mathrm{V}} \times \vec{\mathcal{F}} = \vec{m}\frac{d}{dt}\frac{\mathrm{V}^2}{2} - \left(\vec{\mathrm{V}}.\vec{m}\right)\frac{d\vec{\mathrm{V}}}{dt}.$$

On peut omettre le produit scalaire $\vec{\mathrm{V}}.\vec{m}$ qui est toujours nul, comme nous

l'avons précisé plus haut. En remarquant que $\sin \widehat{V\mathcal{F}} = 1$ et que $\vec{k} \times \vec{i} = \vec{j}$, on ramène la seconde des équations (7) à la forme

$$(8) \qquad V\mathcal{F} = m\frac{d}{dt}\frac{V^2}{2}.$$

On peut comparer la seconde des équations (6) à l'équation (7) ou (8) en leur adjoignant les variations d'énergies potentielle et intrinsèque et l'on constate ainsi que les deux mécaniques considérées se raccordent sur le plan de l'énergie et que les équations (6) et (7) correspondent respectivement aux équations (4) et (5).

Considérons la propagation le long de l'axe Oy des oscillations d'une corde vibrante dans le plan yOz. Il résulte de la mécanique newtonienne que chaque élément de la corde subit des accélérations $\dot{w}$ et acquiert des vitesses w parallèles à l'axe Oz et peut posséder en plus une vitesse uniforme $\pm v$ qu'on communiquerait à la corde. Il en résulte, si $v \neq 0$, que la vitesse $\vec{V} = \pm v\vec{j} + w\vec{k}$ de chaque élément de la corde n'est pas nécessairement perpendiculaire à la célérité $\vec{c}$ de l'onde et un observateur peut enregistrer ainsi des vitesses de propagation relative $c \pm v$ d'ondes, comme on l'admettait dans l'expérience de Michelson. Le résultat négatif de cette expérience pourrait être attribué au fait que les vecteurs $\vec{H}$ et $\vec{E}$, et en raison de la correspondance hydrodynamique mentionnée plus haut la vitesse $\vec{V}$ de l'éther libre, restent toujours perpendiculaires à la vitesse de propagation $\vec{c}$ des ondes.

M. **Gaston Julia** fait hommage à l'Académie de la deuxième édition de son *Cours de géométrie infinitésimale*. Deuxième fascicule : *Cinématique et géométrie cinématique*. Première partie : *Généralités*.

M. **Selman A. Waksman** adresse en hommage à l'Académie un exemplaire de son autobiographie qu'il vient de publier et qui est intitulée : *My life with the microbes*.

DÉSIGNATIONS.

MM. **Léon Binet** et **Georges Guillain** sont désignés pour représenter l'Académie à l'inauguration, le 24 novembre 1954, de la rue **Hyacinthe Vincent**, à Paris. Cette rue sera constituée par une partie de la rue Émile Faguet.

CORRESPONDANCE.

M. **Ali Aydemir**, à Ankara, adresse des condoléances à l'occasion du décès de M. *Albert Demolon*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Les fondements logiques des mathématiques*, par E. W. Beth. Deuxième édition.

2° *Possible maximum variations in the force of gravity as may be observed at the earth's surface*, by V. G. Gabriel.

3° Alfredo D. Bateman. *El Observatorio astronomico de Bogota. Monografia historica*, 1803-1953.

4° Academia Republicii populare Romine. *Bibliografia lucrarilor Lui Victor Babes*.

5° id. *V. Babes. Opere alese*. Vol. I.

6° id. *C. I. Parhon. Opere alese*. Vol. I. *Neurologie*.

7° id. *La science dans la République populaire Roumaine*. Revue périodique. Tome I.

8° id. S. Stoilow. *Teoria functiilor de o variabila complexa*. Vol. I.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur la structure des pseudogroupes de Lie.* Note de M. **Daniel Bernard**, présentée par M. Joseph Pérès.

Structures infinitésimales régulières admettant les mêmes automorphismes. Constantes de structure réduites d'un pseudogroupe de Lie normal. Condition nécessaire et suffisante de similitude locale de deux pseudogroupes normaux.

1. Soit V_n une variété différentiable de classe C^1 munie d'une G-structure (¹) déterminée par le recouvrement ouvert $\{U_\alpha\}$ et les matrices $n \times 1$ de formes de Pfaff θ_α définies dans U_α. Soit $N(G)$ le normalisateur de G dans $GL(n, R)$ et $h \in N(G) - G$: Les formes $\varphi_\alpha = h\theta_\alpha$ définies dans les mêmes ouverts U_α déterminent une nouvelle G-structure S′ qui sera dite *associée* à S; S et S′ admettent les mêmes automorphismes. Réciproquement si deux G-structures S et S′ admettent les mêmes automorphismes, on a $\varphi_\alpha(x) = h_\alpha(x)\theta_\alpha(x)$; si S et S′ sont isotropes (²), l'existence d'un automorphisme f de S′ : $x \to x'$

(¹) Pour les définitions et notations *voir* S. S. Chern, « *Géométrie différentielle* » (*Coll. int. du C. N. R. S.*, Strasbourg, 1953, p. 119-135).

(²) P. Libermann, *Thèse*, Strasbourg, 1953, p. 22. S homogène signifie qu'il existe pour tout couple de points x et x' de V_n un automorphisme f tel que $f(x) = x'$.

tel que $\varphi_\alpha(x_0 + dx') = g : \varphi_\alpha(x_0 + dx)$ quel que soit $g \in G$ entraîne $h_\alpha(x_0) \in N(G) - G$; si de plus S et S′ sont homogènes, l'existence d'un automorphisme appliquant le point x_0 sur tout $x \in V_n$ entraîne

$$h_\beta(x) = g'_\beta(x)\, h_\alpha(x_0)\, g''_\beta(x)$$

ou $g'_\beta(x)$ et $g''_\beta(x)$ sont deux fonctions continues de $x \in U_\beta$ à valeurs dans G; on obtient ainsi le

Théorème I. — *Pour que deux* G-*structures isotropes et homogènes admettent les mêmes automorphismes, il faut et il suffit qu'elles soient associées.*

2. Soit V_n analytique réelle. On démontre, en utilisant le prolongement des automorphismes à l'espace fibré principal associé et les théorèmes d'existence des solutions des systèmes en involution, le

Lemme. — G *étant supposé involutif, pour qu'une* G-*structure soit intégrable au sens de Chern, il faut et suffit qu'elle soit isotrope et homogène.*

Du lemme et du théorème I, on déduit le

Théorème II. — G *étant involutif, les structures associées à une* G-*structure intégrable* S *sont intégrables. Ce sont les seules* G-*structures qui admettent les mêmes automorphismes que* S.

Nous appellerons « pseudogroupe de Lie transitif normal » le pseudogroupe des automorphismes d'une telle structure.

3. Soient r_1 le rang du système des formes $a^i_{\rho p} b^\rho_q - a^i_{\rho q} b^\rho_p$ [1] et des indices u, $v = 1, \ldots, n^2(n-1)/2$; $\alpha', \beta' = 1, \ldots, r_1$; $\alpha, \beta = r_1 + 1, \ldots, n^2(n-1)/2$. On pose $u = \left[{}^{i}_{(j,k)}\right]$, $(j < k)$ de telle façon que, parmi les constantes $C^u = C^i_{jk}$, les $C^{\alpha'}$ soient celles qui sont nulles canoniquement. Si l'on pose $a^i_{\rho j} b^\rho_k - a^i_{\rho k} b^\rho_j = t^u$, les $t^{\alpha'}$ sont linéairement indépendantes et l'on a $t^\alpha = A^\alpha_{\alpha'} t^{\alpha'}$, les $A^\alpha_{\alpha'}$ étant des constantes qui ne dépendent que de G. Alors, si les invariants de $S(U_\alpha, \theta_\alpha)$ sont C^β, les invariants de $S'(U_\alpha, h_\alpha \theta_\alpha)$, $h \in N(G) - G$, sont

$$\text{(1)} \qquad C'^\alpha = (H^\alpha_\beta - A^\alpha_{\alpha'} H^{\alpha'}_\beta)\, C^\beta \qquad \text{avec} \quad H^u_v = h^i_j \left[(h^{-1})^p_l (h^{-1})^q_m - (h^1)^q_l (h^{-1})^p_m\right]$$
$$u = \left[{}^{i}_{(e,m)}\right], \qquad v = \left[{}^{j}_{(p,q)}\right].$$

Soit C (resp. C′) le point de coordonnées C^α (resp. C'^α) dans R^{r_2} $[r_1 + r_2 = n^2(\gamma - 1)/2]$.

D'après le troisième théorème fondamental de E. Cartan [3], C et C′ appartiennent à une sous-variété $L \subset R^{r_2}$ à tout point de laquelle correspond une G-structure définie sur un ouvert de E_n. Les formules (1) qui peuvent s'écrire $C' = \varphi_h C$ définissent un groupe de transformations $N^*(G)$ opérant sur L, qui est homomorphe à N(G) le noyau étant G. $N^*(G)$ et L ne dépendant que de G, on peut supposer choisi par une loi qui *ne dépend que de* G, un représentant dans chaque classe d'intransitivité de $N^*(G)$ sur L : Ses coordonnées C^α seront appelées *constantes de structure réduites* du pseudogroupe

(3) *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 21, 1904, p. 153-206; 22, 1905, p. 219-308.

de Lie des automorphismes de toutes les G-structures associées de la classe considérée.

Exemple. — G est le groupe indiqué dans (1) des matrices

$$g=\begin{pmatrix} u & v & w \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (u>0); \qquad r_1=6, \qquad r_2=3, \qquad R^{r_2}(\lambda, \mu, \nu), \qquad L:\nu=0,$$

$$h\in N(G)=\begin{pmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ 0 & \beta' & \gamma' \\ 0 & \beta'' & \gamma'' \end{pmatrix} \quad (\text{dét. } h\neq 0); \qquad N^\star(G):(\lambda, \mu)\in L \to (\lambda', \mu')$$

avec

$$\lambda'=\frac{\beta'\lambda+\beta''\mu}{\beta'\gamma''-\gamma'\beta''}, \qquad \mu'=\frac{\gamma'\lambda+\gamma''\mu}{\beta'\gamma''-\gamma'\beta''}$$

$N^\star(G)$ n'a que deux classes d'intransitivité, de représentants (0, 0) et (0, — 1). Le pseudogroupe indiqué par Chern dans (1) correspond à la deuxième classe.

4° Soit Γ (resp. Γ') un pseudogroupe de transformations analytiques de V_n(resp. V'_n) : ils seront dits *localement semblables* si pour tout $x'\in V'_n$ il existe un voisinage U', un ouvert $U\subset V_n$ et un homéomorphisme analytique de U sur U′ par lequel la restriction de Γ à U soit transmuée en la restriction de Γ' à U′. On obtient le

Théorème III. — *Pour que deux pseudogroupes de Lie transitifs normaux, correspondant au même groupe* G, *soient localement semblables, il faut et suffit qu'ils aient mêmes constantes de structures réduites.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur l'analyse intrinsèque d'une distribution.* Note (*) de M. Étienne Helphen †, présentée par M. Émile Borel.

Il se rencontre des faits statistiques qui ne se prêtent pas à être *ordonnés* de façon naturelle (par exemple : fréquences des lettres de l'alphabet). Pour représenter analytiquement la structure d'une telle distribution, nous avons introduit (1) la « fonction caractéristique intrinsèque » :

$$\sum_i p_i^{1+s}=\psi(s),$$

où les p_i sont les probabilités ou les fréquences des divers événements.

Si les événements sont très nombreux, ou même en infinité dénombrable, on commence par les ordonner à l'aide d'une (ou plusieurs) variable auxiliaire x, et l'on forme

$$\psi(s)=\int f^{1+s}\,dx.$$

(*) Séance du 8 novembre 1954.

(1) Ces résultats avaient été obtenus en 1938-1939 et exposés au Séminaire de Calcul des Probabilités de M. Borel. Diverses circonstances nous en avaient fait ajourner la publication.

(Il convient souvent de multiplier ψ par un facteur « infinitésimal » ε^s, où ε caractérise l'*unité d'événement*; de toute manière ψ n'est défini qu'à un facteur a^s près, si l'échelle des x est arbitraire.)

Toute transformation des x qui laisse invariantes les mesures d'ensembles (« permutation »), laisse ψ inaltérée; réciproquement, sous des conditions très larges, ψ définit totalement $f(x)$ à une « permutation » près sur les x. Nous disons que ψ définit *intrinsèquement* $f(x)$.

Pour une loi à deux variables, on prend

$$\psi(s) = \iint f(x, y)^{1+s}\, dx\, dy.$$

Si f se décompose en $f_1(x)$, $f_2(y)$, ψ est le produit de ψ_1 et de ψ_2. On peut ainsi démontrer par exemple qu'une loi de Gauss à deux variables est intrinsèquement équivalente à une loi de Laplace à une variable (ce qui, du reste, se vérifie immédiatement). Une loi de Gauss à deux variables reste intrinsèquement inaltérée si les variables sont corrélées.

Le premier « moment intrinsèque » : $\psi'(0) = \int f \mathcal{L} f\, dx$ est l'entropie. Les moments intrinsèques suivants peuvent aussi rendre de grands services.

Lorsque f est bornée, l'entropie donne lieu à une inégalité analogue à celle de Tchebichef sur la dispersion.

La notion de distribution intrinsèque s'introduit très naturellement dans l'étude des tests, où elle doit permettre des calculs avantageux. L'estimation sur échantillon des deux premiers moments intrinsèques semble assez précise.

N. B. — L'inversion de l'équation fonctionnelle

$$\psi(s) = \int f(x)^{1+s}\, dx$$

permet l'expression par une intégrale double de la mesure de l'ensemble sur lequel f vérifie : $a < f < b$.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Droites de régression confondues.* Note (*) de M. Maurice Girault, présentée par M. Émile Borel.

Soit une distribution dans le plan (ox, oy). On sait que si les moments du second ordre existent et que les deux droites de régression de x en y et de y en x sont confondues, la distribution est concentrée uniquement sur la droite de régression et la liaison entre les variables est fonctionnelle. M. G. Darmois m'avait posé le problème de savoir si cette propriété reste vraie sans l'hypothèse restrictive des moments.

(*) Séance du 8 novembre 1954.

La réponse est négative : il existe des liaisons effectivement stochastiques pour lesquelles les droites de régression sont confondues.

Exemple. — Soit ou et ov les bissectrices des axes et, par rapport à ces axes, la distribution de loi élémentaire

$$\frac{3\sqrt{2}}{2\pi}\,\frac{du}{u^2+18}$$

sur les deux branches de l'hyperbole d'équation

$$9v^2=u^2+18.$$

Il est facile de constater que cette distribution, par rapport aux axes ox, oy admet pour droites de régression $y=x$.

Signalons qu'une propriété analogue a lieu pour les droites médianes lorsqu'on ne fait pas d'hypothèse sur les moments du premier ordre.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Équivalence de la théorie « complète » de Fermi avec la théorie de Yukawa.* Note de M. **Bernard Jouvet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous montrons que la somme de toutes les interactions qu'autorise le principe d'un couplage fondamental de Fermi entre nucléons et leptons est identique à la somme des interactions qui résultent de l'existence de couplages déterminés entre les fermions et des mésons dont les propriétés sont aussi déterminées. Les désintégrations β ont donc nécessairement lieu par l'intermédiaire des champs de mésons.

A. Traitement d'un cas simple. — Nous reprenons les résultats obtenus dans la « théorie réaliste des mésons pseudoscalaires » [1] et considérons d'abord le cas limite où les constantes de régularisation des boucles de leptons sont infinies ($K_{L_iL_0}\to\infty$). Tous les noyaux d'interaction (uv) sont nuls excepté le noyau (NN) qui est $(NN)=-2\gamma/(1+2\gamma K_{np})$.

Première méthode. — Posant

$$K_{np}(p)=a+b(p^2+\pi^2)+(p^2+\pi^2)\,R(p^2)\qquad [R(-\pi^2)=0]$$

et choisissant les constantes $a=-(1/2\gamma)$, $b=i/G^2$ on a

$$(NN)=iG^2\,\frac{1}{(p^2+\pi^2)(1-iG^2R(p^2))}$$

---

(1) B. Jouvet, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1121; Dans cette Note, p. 1122, 9e et 10e ligne, il faut lire

$$K_{\alpha\beta}(x-x')=\langle P(j^5_{\alpha\beta}(x),\,j^5_{\alpha\beta}(x'))\rangle_0,$$
$$j^5_{\alpha\beta}(x)=\psi_\alpha(x)\gamma^5\psi_\beta(x),\qquad (\alpha,\beta)=(n,p),\,(L_0,L_1),\,(L_0,L_2),$$

au lieu de ce qui a été indiqué par erreur.

qui est le noyau produit par l'échange d'un méson π dont le propagateur est modifié au premier ordre par les termes de polarisation du vide dans une théorie de Yukawa qui ignore les interactions avec les leptons et qui ne suppose l'existence que d'un seul méson couplé avec les nucléons par la constante G. De cette égalité résulte, de la même façon que nous l'avons montré pour l'électromagnétisme ([2]), l'équivalence de la théorie réaliste (dans ce cas particulier) et de la théorie de Yukawa simplifiée correspondante.

Deuxième méthode. — Cependant nous ne pensons pas qu'il soit physiquement exact de choisir ainsi les constantes (a et b) en vue d'obtenir la théorie conventionnelle de Yukawa; écrivons plutôt, ce qui est toujours possible et ne suppose aucune connaissance *a priori* des masses des mésons

$$(\mathrm{NN}) = i\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{U}(p^2)}, \qquad \mathrm{U}(-\pi^2) = 0; \qquad \left(\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial p^2}\right)_{(p^2=-\pi^2)} = 1,$$

$$\pi = \pi(\mathrm{C}_1, \mathrm{C}_2, g), \qquad \mathrm{A} = \mathrm{A}(\mathrm{C}_1, \mathrm{C}_2, g).$$

(les constantes C_1 et C_2 étant les constantes de régularisation contenues dans l'expression de K_{np}); comme nous l'avons vu ([1]), $\mathrm{A} = \mathrm{G}^2$ et π doit être la masse calculée du méson. Définissons alors une théorie de Yukawa, Y_R, dans laquelle le méson satisfait une équation de propagation donnant lieu au propagateur $1/\mathrm{X}(p^2)$ dont la forme est déterminée par la condition que le noyau d'interaction de deux nucléons, corrigé au premier ordre en G^2 et renormalisé, soit identique au noyau d'interaction (NN) de la théorie réaliste :

$$\left\{ i\mathrm{G}^2 \frac{1}{\mathrm{X}(p^2)(1-\mathrm{G}^2\mathrm{R}(p^2))} \right\} = \left\{ (\mathrm{NN}) = i\mathrm{G}^2 \frac{1}{\mathrm{U}(p^2)} \right\}.$$

La fonction $\mathrm{X}(p^2)$ ainsi définie n'est généralement pas une fonction linéaire de $(p^2 + \pi^2)$, et pour la renormalisation de la masse du méson il n'est pas certain que la méthode de Dyson soit applicable; on peut néanmoins toujours appliquer la régularisation pour supprimer la constante de masse (a). La démonstration de l'équivalence de la théorie Y_R et de la théorie de Fermi dans laquelle on tient compte de tous les termes se fait comme précédemment.

B. Cas généraux. — Les méthodes envisagées plus haut se généralisent, moyennant de plus grandes complications aux cas où interviennent effectivement les champs de leptons;

1° *Théorie de Yukawa des désintégrations β et des forces nucléaires.* — La théorie réaliste retrouve les résultats de la théorie de Yukawa dans laquelle un seul type de méson est sensé intervenir dans les phénomènes nucléaires, lorsqu'on suppose que les constantes de régularisation des leptons sont très grandes ($\gamma \mathrm{K}_{\mathrm{L}_i\mathrm{L}_0} \gg 1$) et telles que les fonctions $\mathrm{K}_{\mathrm{L}_i\mathrm{L}_0}$ ne présentent pas de zéro aux basses énergies.

([2]) B. Jouvet, *J. Math.* (sous presse), chap. IX.

Dans cette approximation, non seulement la symétrie de charge, mais aussi l'indépendance de charge des forces nucléaires résultent du couplage nucléon-lepton

$$g\left\{(np)\left(\sum_{1,2}(L_iL_0)\right)+((nn)-(pp))\left(\sum_{1,2}(L_iL_i)-(L_0L_0)\right)\right\}.$$

2° *Généralisation de la théorie de Yukawa.* — La théorie de Yukawa étant défectueuse pour expliquer quantitativement les désintégrations β, on peut voir à la lumière de la théorie réaliste l'importance des schématisations que constituent les fondements phénoménologiques de cette théorie :

— L'hypothèse de la linéarité des équations du méson n'est pas vérifiée et les termes ignorés sont d'autant plus importants que l'énergie échangée par le méson est plus différente de sa masse (phénomènes virtuels).

— L'approximation de ne considérer que la seule intervention du méson π dans les phénomènes virtuels, et surtout dans les désintégrations β, n'est pas justifiée; il semble au contraire qu'on ne puisse expliquer la désintégration du méson μ sans faire intervenir un ou plusieurs nouveaux mésons ayant des constantes de couplage avec les fermions très différentes de celles des mésons π et τ.

C. Conclusion. — Il apparaît ainsi que la théorie de Yukawa des phénomènes nucléaires est, quoique incomplète à certains points de vue, exacte lorsqu'elle prétend expliquer les désintégrations β avec les mésons; la négligence des termes de degré >1 en g dans la théorie de Fermi ne se justifie pas; nous montrons au contraire que si l'on en tient compte, la théorie de Fermi est équivalente à celle de Yukawa. Cette intervention *obligatoire* des mésons virtuels dans les désintégrations β doit se manifester expérimentalement par l'effet des champs nucléaires (nucléons, mésons, photons) sur le méson intermédiaire.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la représentation de l'oscillateur harmonique dans la théorie de la double solution en mécanique ondulatoire.* Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Détermination, dans la théorie de la double solution, des fonctions d'ondes régulières et à singularités localisées mobiles décrivant les trajectoires du corpuscule dans le cas de l'oscillateur harmonique.

Dans la nouvelle forme de la Mécanique ondulatoire proposée par M. Louis de Broglie [1], les corpuscules sont représentés par l'association au moyen d'une phase commune d'une onde régulière et d'une onde à singularités localisées mobiles décrivant les trajectoires des corpuscules.

---

[1] Cours professé à l'Institut H. Poincaré, 1952-1953, 1953-1954.

Nous nous proposons ici en utilisant la méthode que nous avons indiqué précédemment ([2]) de déterminer les fonctions d'ondes décrivant l'oscillateur harmonique spatial.

Par la décomposition $\psi(x, y, z, t) = a(x, y, z, t) \exp [(i/\hbar) S(x, y, z, t)]$, a et S étant réels, l'équation d'ondes de Schrödinger dépendant du temps donne le système

$$\hbar^2 \Delta a + [2m(\partial_t S - kr^2) - \Sigma(\partial_x S)^2]\, a = 0, \tag{1}$$

$$2m(\partial_t a) - 2\Sigma(\partial_x S)(\partial_x a) - \Delta S a = 0. \tag{2}$$

Cherchant une solution pour laquelle $\Delta S = 0$, nous posons

$$S(x, y, z, t) = S_0(t) - S_1(t)x - S_2(t)y - S_3(t)z.$$

Les courbes caractéristiques de l'équation (2), soient $x_j = \varphi_j(t)$, $x_j^0 = \varphi_j(t_0)$, $j = 1, 2, 3$, satisfont aux relations $m\varphi'_j(t) = S_j(t)$.

Par la transformation $\lambda_j = x_j - \varphi_j(t)$, l'équation (1) s'écrit

$$\hbar^2 \Delta_\lambda a(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) + [B - 2m\Sigma\lambda_j A_j - 2km\Sigma(\lambda_j)^2]\, a(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = 0, \tag{3}$$

A_1, A_2, A_3, B sont des constantes telles que

$$S'_j + 2k\varphi_j(t) = A_j; \qquad 2mS'_0(t) - \Sigma(S_j)^2 - 2m\Sigma A_j\varphi_j + 2mk\Sigma(\varphi_j)^2 = B.$$

Posant $\omega^2 = 2k/m$, nous en déduisons

$$\varphi_j(t) = R_j \cos[\omega(t - t_0) - \beta_j] + x_j^0 - R_j \cos\beta_j,$$
$$v_j^0 = \omega R_j \sin\beta_j; \qquad A_j = 2k(x_j^0 - R_j\cos\beta_j),$$
$$S_j(t) = -(2km)^{\frac{1}{2}} R_j \sin[\omega(t - t_0) - \beta_j],$$
$$S_0(t) = [B + (m/2k)\Sigma A_j^2](t/2m) - (m\omega/4)\Sigma R_j^2 \sin 2[\omega(t - t_0) - \beta_j].$$

Pour $A_1 = A_2 = A_3 = 0$, nous retrouvons les trajectoires classiques. L'équation (3) s'écrit alors

$$\hbar^2 \Delta_\lambda a(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) + [B - 2km\Sigma(\lambda_j)^2]\, a(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = 0. \tag{4}$$

Nous retrouvons l'équation de Schrödinger transposée dans l'espace $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$.

La résolution de cette équation par séparation des variables en posant

$$\lambda_1 = \rho\sin\theta\cos\varphi, \qquad \lambda_2 = \rho\sin\theta\sin\varphi, \qquad \lambda_3 = \rho\cos\theta,$$
$$a(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = a_l(\rho)\, Y_m^l(\theta, \varphi); \qquad B = \hbar^2\varkappa, \qquad \hbar^2\sigma^2 = 2km,$$

conduit à l'équation

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{2}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} + \varkappa - \sigma^2\rho^2\right] a_l(\rho) = 0.$$

([2]) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 344 et 792.

La solution générale de cette équation s'écrit

$$a_l(\rho) = C_1^{(l)} e^{-\frac{\sigma\rho^2}{2}} \rho^l {}_1F_1\left[\frac{1}{2}\left(l+\frac{3}{2}-\frac{\varkappa}{2\sigma}\right); l+\frac{3}{2}; \sigma\rho^2\right]$$
$$+ C_2^{(l)} e^{-\frac{\sigma\rho^2}{2}} \rho^{-(l+1)} {}_1F_1\left[-\frac{1}{2}\left(l-\frac{1}{2}+\frac{\varkappa}{2\sigma}\right); -l+\frac{1}{2}; \sigma\rho^2\right].$$

Les $C_1^{(l)}$, $C_2^{(l)}$ sont des constantes de structure du corpuscule. Le terme en $C_1^{(l)}$ correspond à l'onde régulière, le terme en $C_2^{(l)}$ à l'onde singulière. L'allure à l'infini de $a_l(\rho)$ conduit à la quantification de $\varkappa/2\sigma$. Les valeurs propres de B sont alors

$$B_1 = 2m\omega\hbar\left(2n_1 + l_1 + \frac{3}{2}\right); \qquad B_2 = 2m\omega\hbar\left(2n_2 - l_2 + \frac{1}{2}\right).$$

Mais le choix de la valeur propre B détermine la phase S. Par suite, pour qu'il y ait guidage par une phase commune, il faut que l'on ait $B_1 = B_2 = B$, ce qui conduit à poser $2n_1 + l_1 = 2n_2 - l_2 - 1 = N$ entier positif. On obtient alors la solution générale

1° Pour N pair :

$$a(\rho) = e^{-\frac{\sigma\rho^2}{2}}\left[\sum_{s=0}^{\frac{N}{2}} C_1^{(s)} \rho^{2s} {}_1F_1\left(-\left(\frac{N}{2}-s\right); 2s+\frac{3}{2}; \sigma\rho^2\right)\right.$$
$$\left. + \sum_{s=0}^{\infty} C_2^{(s)} \rho^{-(2s+2)} {}_1F_1\left(-\left(\frac{N}{2}+s+1\right); -\left(2s+\frac{1}{2}\right); \sigma\rho^2\right)\right].$$

2° Pour N impair :

$$a(\rho) = e^{-\frac{\sigma\rho^2}{2}}\left[\sum_{s=0}^{(N-1)/2} C_1^{(s)} \rho^{2s+1} {}_1F_1\left(-\left(\frac{N-2s-1}{2}\right); 2s+\frac{5}{2}; \sigma\rho^2\right)\right.$$
$$\left. + \sum_{s=0}^{\infty} C_2^{(s)} \rho^{-(2s+1)} {}_1F_1\left(-\left(\frac{N+2s+1}{2}\right); -2s+\frac{1}{2}; \sigma\rho^2\right)\right].$$

Si nous rejetons l'hypothèse $\Delta S = 0$ et si nous cherchons une solution pour laquelle $\Delta S = \text{const.}$, posant $S = S_0(t) - \Sigma S_j(t) x_j - m\alpha(x^2+y^2+z^2)$, nous sommes conduits à la solution $a(x, y, z, t) = e^{-3\alpha(t-t_0)} f(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ avec

$$\lambda_j = x_j - \varphi_j(t), \qquad m\varphi'_j(t) = S_j(t) + 2m\alpha\varphi_j(t).$$

Nous retrouvons pour $A_j = 0$, les trajectoires classiques

$$\varphi_j(t) = R_j \cos[\omega(t-t_0) - \beta_j] \qquad \text{avec} \quad \omega^2 = \frac{2k}{m},$$

mais l'équation (4) est remplacée par

$$\hbar^2 \Delta_\lambda f(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) + [B - 2mK\Sigma(\lambda_j)^2] f(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = 0$$

avec $k+2m\alpha^2=\mathrm{K}$. Les valeurs propres de B acceptables sont alors

$$\mathrm{B}=2\hbar(2mk+4m^2\alpha^2)^{\frac{1}{2}}\left[\mathrm{N}+\frac{3}{2}\right].$$

Mais — B représente la valeur constante du potentiel quantique sur la trajectoire. Il en résulte que pour B donné arbitrairement seules seront permanentes les fonctions d'ondes correspondant aux valeurs de B de la forme

$$\mathrm{B}=2\hbar(2mk)^{\frac{1}{2}}\left[\mathrm{N}+\frac{3}{2}\right].$$

ACOUSTIQUE. — *Rayonnement sonore des solides vibrants d'aprés la théorie cinétique des gaz*. Note de MM. **Vladimir Gavreau** et **Albert Calaora**, présentée par M. Jean Cabannes.

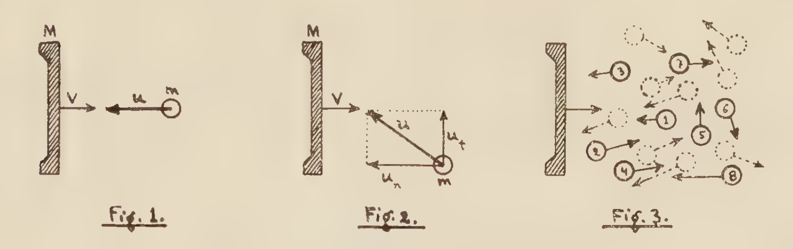
La surface d'un solide vibrant n'est pas assimilable à une surface d'onde du son émis, car les molécules du gaz en état d'agitation thermique traversent les surfaces d'onde mais ne traversent pas celle d'un solide. Ainsi, dans le voisinage immédiat du solide vibrant, les « vitesses des particules » dans l'onde sonore peuvent ne pas être égales à celles du solide vibrant sinusoïdalement (émettant un son pur sinusoïdal). Le calcul montre que ces vitesses sont inférieures à celle du solide émetteur.

Soient (*fig.* 1), M la masse d'un piston (de diamètre grand par rapport à la longueur d'onde de son émis, ou bien se déplaçant dans un tube), V sa vitesse, m la masse d'une molécule, du gaz et u sa vitesse. Après le choc, la nouvelle vitesse de la molécule est $u'=[(m-\mathrm{M})u+2\mathrm{MV}]/(\mathrm{M}+m)=-u+2\mathrm{V}$, en négligeant m devant M, la vitesse V étant la vitesse réellement mesurée du piston.

Ainsi, *un accroissement de vitesse égal au double de la vitesse du piston est communiqué à toutes les molécules qui viennent le frapper*. Dans le cas d'un choc oblique (*fig.* 2), la vitesse 2V s'ajoute à la composante normale u_n, tandis que la composante tangentielle u_t reste inchangée (nous négligeons la viscosité).

Parmi les molécules du gaz se trouvant dans le voisinage de la surface du piston, considérons l'ensemble de celles (1, 2, 3, 4, etc.) qui, au cours d'une seconde vont toucher 1 cm² de sa surface (*fig.* 3). Ces molécules sont très nombreuses et animées de mouvement d'agitation complètement désordonné (car c'est seulement après des millions de chocs avec d'autres molécules qu'elles prendront les vitesses qui les amèneront en contact avec le solide). Le centre de gravité de cet ensemble est donc avant le premier choc immobile par rapport à l'atmosphère ambiante. A chacune de ces molécules, le choc avec le piston communique une composante de vitesse supplémentaire, normale à la surface du piston et égale à 2 V.

Si cet accroissement de vitesse était communiqué simultanément à toutes les molécules, le centre de gravité de leur ensemble aurait acquis une vitesse 2 V, totale, ce qui correspond à un accroissement $(1/2) M_1 (2V)^2$ de leur énergie cinétique totale, M_1 désignant leur masse totale.



Le fait que cette énergie cinétique n'est pas communiquée simultanément à toutes ces molécules, mais progressivement, ne modifie pas sa valeur totale.

La masse M_1 des molécules venant frapper 1 cm² du solide vibrant est sensiblement la même que celle qui frappe 1 cm² d'un solide immobile, car la vitesse V du solide est toujours très inférieure à la vitesse efficace u_{eff} d'agitation thermique des molécules. Les formules connues de la théorie cinétique des gaz donnent :

(1) $$M_1 = n_1 m = \frac{n u_{\text{eff}} m}{\sqrt{6\pi}} = \frac{n u_{\text{eff}} M}{\sqrt{6\pi}\, N} = \frac{1}{22400} \frac{M u_{\text{eff}}}{\sqrt{6\pi}},$$

Où n_1 est le nombre de molécules venant frapper 1 cm² pendant 1 s, n le nombre de molécules par centimètre cube, M la masse moléculaire et N le nombre d'Avogadro.

Or

(2) $$u_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \qquad (R = 8,315.10^{-7};\ T = \text{température absolue}).$$

Portons cette valeur dans (1), il vient

(3) $$M_1 = \frac{1}{22\,400} \sqrt{\frac{RTM}{2\pi}}.$$

Or, *dans le cas d'un gaz monoatomique* l'intensité du son émis par un piston vibrant sinusoïdalement avec une vitesse $v = V \sin \omega t$ est l'énergie communiquée par un centimètre carré de sa surface aux molécules du gaz qui le frappent, soit

$$I = \frac{1}{2} M_1 \int_{t=0}^{t=1\,s} (2V \sin \omega t)^2\, dt = 2 M_1 V^2$$

$$\left(\text{car la période } \frac{2\pi}{\omega} \text{ est petite par rapport } 1\text{ s}\right).$$

Donc

(4) $$I = \frac{2}{22\,400} \sqrt{\frac{RTM}{2\pi}} V^2 = 0,3248 \sqrt{MT}\, V^2.$$

Dans le cas d'un gaz polyatomique, les chocs contre le piston communiquent aux molécules à la fois un mouvement de translation et un mouvement de rotation et seul le mouvement de translation correspond à la pression, donc à l'intensité acoustique. En raison du principe de l'équipartition, on a alors :

$$\text{(5)} \qquad I = 0,3248\,\frac{3}{Mc_v}\sqrt{MT}\,V^2 = \frac{0,974}{c_v}\sqrt{\frac{T}{M}}\,V^2.$$

Où c_v est la chaleur spécifique du gaz à volume constant, T la température absolue et M la masse moléculaire du gaz.

Application numérique. — Dans le cas de l'air, $c_v = 0,173$; à 20° C $T = 293$ et $M = 28,95$; on trouve $I = 17,95\,V^2$ tandis que la théorie basée sur l'assimilation du gaz à un fluide continu donne : $I = (1/2)\rho c V^2 = (1/2)\,41\,V^2 = 20,5\,V^2$. *Ainsi l'intensité du son émis par un piston n'est que* 87,6 % *de celle habituellement admise.*

Vérification expérimentale indirecte. — D'après Lord Rayleigh [1] le rapport entre la pression de radiation et l'intensité du son dans l'air est : $K = 1,2$. Connaissant : 1° l'amplitude de la vibration d'un piston (au moyen d'un microscope); 2° sa fréquence de vibration; 3° la pression de radiation (balance de précision) et utilisant avec ces données la formule proposée (5) nous avons trouvé $k = 1,19$.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Sur l'influence de la recombinaison en surface sur le gain en courant du transistor à jonction.* Note (*) de M. **Jacques Laplume**, présentée par M. Louis de Broglie.

La théorie classique [1] du transistor à jonction ignore la recombinaison en surface. Nous avons montré, dans une Note précédente [2], que la recombinaison en surface avait une influence importante, et parfois prépondérante, sur le courant inverse des redresseurs à jonction *p-n*. Ce résultat nous a incité à reprendre la théorie du transistor à jonctions planes en tenant compte de la recombinaison en surface.

Nous raisonnerons sur le modèle représenté sur la figure 1. La base a la forme d'un disque circulaire de rayon R et d'épaisseur l. Soit p la concentration des porteurs minoritaires dans la région intermédiaire, supposée de conductivité du type n, p_n la concentration d'équilibre, D la constante de diffusion, τ la durée de vie en volume, $L = \sqrt{D\tau}$ la longueur de diffusion. p vérifie l'équation

---

(1) *Phil. Mag.*, 6e série, **10**, (2), 1906, p. 364 à 374.

(*) Séance du 8 novembre 1954.

(1) *Bell Syst. Tech. J.*, **283**, 1949, p. 473.

(2) *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1126.

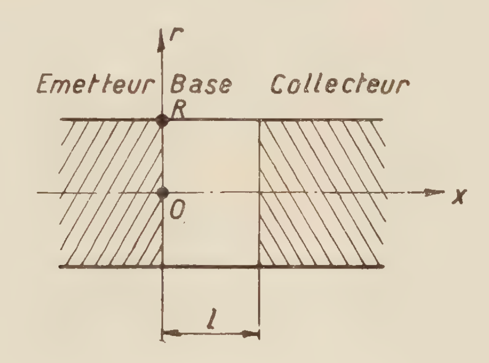
classique

$$\nabla p + \frac{p - p_n}{L^2} = 0. \tag{1}$$

A la surface libre de la base ($r = R$), le courant de diffusion équilibre la recombinaison en surface :

$$-D\frac{\partial p}{\partial r} = s(p - p_n), \tag{2}$$

où s est la vitesse de recombinaison en surface. Dans le plan $x = 0$ (jonction émetteur-base), p prend une valeur constante p_0 imposée par la tension



appliquée entre émetteur et base. Dans le plan $x = l$, p est pratiquement nul en raison de la forte polarisation négative du collecteur. Ces conditions déterminent entièrement le problème.

Les courants d'émetteur I_e et de collecteur I_c se calculent par la formule

$$I_e \quad \text{ou} \quad I_c = -e\int_0^R D\frac{\partial p}{\partial x}\,2\pi r\,dr, \tag{3}$$

$\partial p/\partial x$ étant pris pour $x = 0$ et $x = l$ respectivement. On en déduit alors le gain en courant α par la formule

$$\alpha = \frac{\dfrac{\partial I_c}{\partial p_0}}{\dfrac{\partial I_e}{\partial p_0}}. \tag{4}$$

Le calcul s'effectue comme dans la Note précitée ([2]). Seules diffèrent les conditions aux limites. Le résultat est le suivant :

$$\alpha = \frac{\Sigma C_n}{\Sigma C_n \operatorname{Ch} a_n l} \tag{5}$$

où

$$C_n = \frac{a_n}{\operatorname{Sh}(a_n l)\, u_n^2\left[1 + \left(\dfrac{u_n}{\sigma}\right)^2\right]},$$

$$\sigma = \frac{sR}{D}, \qquad a_n = \sqrt{\frac{1}{L^2} + \left(\frac{u_n}{R}\right)^2},$$

et les u_n sont les racines positives de l'équation

$$\frac{u_n}{\sigma} = \frac{J_0(u_n)}{J_1(u_n)},$$

où les J désignent les fonctions de Bessel régulières à l'origine.

Cas limite. — Lorsque σ et l/L sont très petits, condition requise pour obtenir une valeur élevée de α, on peut ne retenir dans la série (5) que le premier terme prépondérant. On obtient alors

$$\alpha = \operatorname{Sech}\left[l\sqrt{\frac{1}{L^2} + \left(\frac{2s}{RD}\right)} \right]. \tag{6}$$

Ici encore, la recombinaison en surface est prépondérante lorsque $(2s\tau/R) > 1$.

La théorie se généralise aisément au cas où les courants sont des fonctions sinusoïdales du temps. En régime permanent, il suffit de remplacer, dans les formules écrites plus haut, $1/L^2$ par $(1 + 2\pi jf\tau)/L^2$, où f est la fréquence des courants.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Distributions superficielles de charges fixes et vecteur de Poynting dans un système de courants volumiques permanents.* Note (*) de M. **Émile Durand**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons le conducteur hachuré de la figure, compris entre deux cylindres d'axe O et de rayon a et b $(b > a)$. Supposons que la force électromotrice $\mathcal{E}$ soit la même pour toutes les lignes de courant, localisée sur une bande infiniment mince de largeur AB, la résistance intérieure de ce générateur étant nulle.

Cette f. é. m. va faire apparaître des charges fixes qui produiront un potentiel V et un champ électrique $\vec{E} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} V$; la loi d'Ohm $\vec{i} = \gamma\vec{E}$ donne les lignes de courant. Ces dernières doivent être fermées et par raison de symétrie elles ne peuvent être que des circonférences. Il est facile de voir que les potentiels qui correspondent à ce système sont les suivants :

$$(1) \quad \begin{cases} V_1 = -\dfrac{\mathcal{E}}{2\pi} 2\alpha & (-\pi < 2\alpha < \pi \text{ quand } r < a), \\ V = -\dfrac{\mathcal{E}}{2\pi}\theta & (-\pi < \theta < \pi \quad \text{»} \quad a < r < b), \\ V_2 = -\dfrac{\mathcal{E}}{2\pi} 2\beta & (-\pi < 2\beta < \pi \quad \text{»} \quad r > b). \end{cases}$$

En effet les fonctions α, θ, β sont des solutions de l'équation de Laplace à deux variables. De plus les potentiels V_1, V, V_2 sont continus à la traversée des circonférences de rayon a et b. Dans le conducteur la loi d'Ohm donne

$$i_\theta = -\frac{\gamma}{r}\frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{\gamma\mathcal{E}}{2\pi r}, \qquad i_r = 0 \tag{2}$$

(*) Séance du 3 novembre 1954.

et les lignes de courant sont bien tangentes à des circonférences d'axe O. Le potentiel est discontinu pour $\theta = \pm \pi$; il y a donc une couche double sur AB et le rôle de la f. é. m. est de faire passer le courant en sens inverse du champ électrique à l'intérieur de cette couche double. Il faut bien noter que l'on à $\oint \vec{E}.\vec{dl} = 0$; on le voit clairement avec une couche double non infiniment mince, mais on peut conserver cette propriété à la limite par une fonction singulière donnant une circulation du champ finie à la traversée de la couche [1].

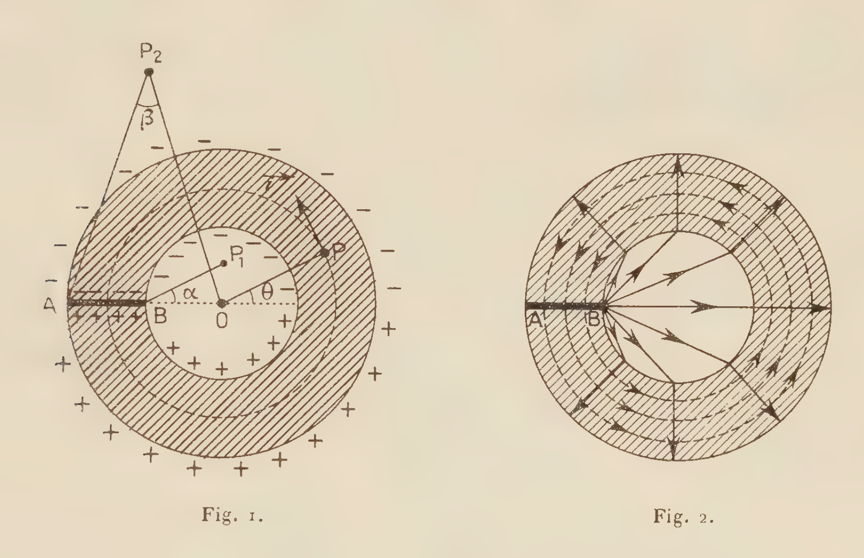


Fig. 1. Fig. 2.

Les dérivées normales du potentiel intérieur V sont nulles pour $r = a$ et $r = b$; on a donc les charges superficielles par les dérivées normales de V_1 et V_2, soit

$$(3)\qquad \left\{ \begin{aligned} \sigma_1 &= -\varepsilon_0 \frac{\partial V_1}{\partial n} = \varepsilon_0 \left(\frac{\partial V_1}{\partial r} \right)_{r=a} = -\frac{\varepsilon_0 \mathcal{E}}{2\pi} \frac{\operatorname{tg}(\theta/2)}{a}; \\ \sigma_2 &= -\varepsilon_0 \frac{\partial V_2}{\partial n} = -\varepsilon_0 \left(\frac{\partial V_2}{\partial r} \right)_{r=b} = -\frac{\varepsilon_0 \mathcal{E}}{2\pi} \frac{\operatorname{tg}(\theta/2)}{b}. \end{aligned} \right.$$

On voit que ces densités deviennent infinies pour $\theta = \pm \pi$. D'ailleurs la charge positive superficielle Q de l'unité de longueur du cylindre est infinie; mais si l'on calcule le moment dipolaire de ces distributions par unité de longueur, on trouve une valeur finie.

L'intensité dI qui passe entre deux circonférences de rayon r et $r + dr$ sur une hauteur unité est $dI = i_0\, dr$; on a aussi $dS = 1\, dr$, d'où

$$(4)\qquad I = \frac{\gamma \mathcal{E}}{2\pi} \operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right).$$

---

(1) *Voir* E. Durand, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1394.

Le calcul de la résistance R d'une hauteur de conducteur égale à l'unité ne présente pas de difficultés et donne

$$R = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{1}{\operatorname{Log}(b/a)}. \tag{5}$$

C'est la résistance entre $\theta = -\pi$ et $\theta = \pi$, mais comme nous avons supposé que la résistance intérieure du générateur infiniment mince était nulle, il en résulte que c'est aussi la résistance totale du circuit. En comparant (4) et (5), on en déduit $I = (\mathcal{E}/R)$, ce qui est la loi d'Ohm pour un circuit fermé.

L'induction magnétique B est normale au plan de la feuille et, dans le conducteur, elle a pour valeur

$$B = \frac{\mu_0 \gamma \mathcal{E}}{2\pi} \left(\frac{b}{r} - 1 \right). \tag{6}$$

Elle est donc nulle quand $r = b$ et elle le demeure partout à l'extérieur $(r > b)$. A l'intérieur, elle conserve une valeur constante égale à la valeur (6) pour $r = a$. La diminution de l'énergie potentielle des charges électriques qui constituent le courant par unité de volume est $(\vec{i}.\vec{E})$ et elle peut s'écrire de plusieurs autres manières en introduisant soit le vecteur $\vec{i}.V$, soit le vecteur de Poynting $\vec{\mathfrak{T}} = \mu_0^{-1} [\vec{E} \times \vec{B}]$; on a en effet

$$(\vec{i}.\vec{E}) = -\operatorname{div}(\vec{i}.V) = -\operatorname{div}\vec{\mathfrak{T}}. \tag{7}$$

Suivant que l'on utilise $\vec{i}.V$ ou $\vec{\mathfrak{T}}$, les lignes de propagation de l'énergie sont très différentes. La figure 2 représente en pointillés les lignes tangentes à $\vec{i}.V$ et en trait plein les lignes tangentes à $\vec{\mathfrak{T}}$. Dans les deux cas l'énergie sort du générateur; mais avec $\vec{\mathfrak{T}}$ elle se propage en partie dans le vide, pénètre dans le conducteur par le cylindre intérieur $r = a$ et $\vec{\mathfrak{T}}$ s'annule sur $r = b$. Ces lignes tangentes à $\vec{\mathfrak{T}}$, coïncident d'ailleurs avec les lignes équipotentielles. Avec le vecteur $\vec{i}.V$, l'énergie ne sort plus par la tranche de la bande AB mais par toute sa face positive et se propage le long des lignes de courant. Ce dernier circuit paraît plus naturel que le précédent. Les vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ qui interviennent dans la définition du vecteur $\vec{\mathfrak{T}}$ n'ont pas les mêmes « sources » et c'est sans doute à cause de cela que l'on ne peut attribuer à $\vec{\mathfrak{T}}$ un véritable sens physique.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Distorsion harmonique des guides d'ondes, en modulation de fréquence sinusoïdale.* Note de M. **Louis Robin**, présentée par M. Henri Villat.

On donne : 1° La formule qui permet le calcul de la distorsion harmonique, en modulation de fréquence sinusoïdale, dans le cas de guides d'ondes cylindriques, de conductibilité parfaite et de section quelconque. 2° Les résultats du calcul numérique de cette distorsion, pour un exemple pratique.

Nous considérons un guide radioélectrique, cylindrique, de section quelconque, limité par un métal infiniment conducteur. La propagation fait intervenir un indice :

$$\nu = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}, \qquad (1)$$

où ω est la pulsation de l'onde transmise et ω_0 celle de coupure du guide, pour le mode choisi.

La vitesse de phase est :

$$u = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}}, \qquad (2)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Un signal $e^{i\omega t}$, à l'entrée du guide, devient, après le parcours z :

$$e^{i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)} = e^{i\omega(t - \nu\tau)} = e^{i\left(\omega t - \tau\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}\right)}, \qquad (3)$$

avec

$$\tau = \frac{z}{c}. \qquad (4)$$

Dans ce qui suit, nous supposons $\omega_0 < \omega$ et adaptons les notations d'un article antérieur (1).

Un signal, modulé en fréquence suivant une loi sinusoïdale, s'écrit

$$e^{i(\omega t + m \sin \alpha t)}. \qquad (5)$$

Ce signal, après le même parcours, $z = c\tau$, devient (2)

$$U = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)\, a(\lambda + n)\, e^{i(\lambda+n)x}, \qquad (6)$$

(1) L. Robin, *Ann. Télécommun.*, 7, 1952, p. 459-465.

(2) *Loc. cit.* formule (2.7), p. 460.

avec, ici,

(7) $$a(\lambda) = e^{-i\tau\sqrt{\lambda^2\alpha^2-\omega_0^2}};$$

les J_n sont les fonctions de Bessel classiques.

Posons

(8) $$\frac{\omega_0}{\alpha} = \lambda_0, \qquad \alpha\tau = \mu.$$

Il vient

(9) $$a(\lambda) = e^{-i\mu\sqrt{\lambda^2-\lambda_0^2}} = b(\lambda) + ic(\lambda) = \cos\left(\mu\sqrt{\lambda^2-\lambda_0^2}\right) - i\sin\left(\mu\sqrt{\lambda^2-\lambda_0^2}\right).$$

L'argument $\Phi(x)$ de $Ue^{-i\lambda x}$ est donné par [3]

(10) $$\operatorname{tg}\Phi(x) = \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)\sin\left[nx - \mu\sqrt{(\lambda+n)^2-\lambda_0^2}\right]}{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)\cos\left[nx - \mu\sqrt{(\lambda+n)^2-\lambda_0^2}\right]}.$$

Il a été fait une application numérique de (10), correspondant à des données expérimentales, guide circulaire de rayon $R = 3{,}825$ cm, de longueur $L = 3$ km; mode $H_{0,1}$ pour lequel la longueur d'onde de coupure est $l_0 = 1{,}64\,R$; fréquence de modulation 7,5 Mc/s; fréquence porteuse $3{,}5 \times 10^4$ Mc/s; indice de modulation 1,5.

A ces données, correspondent les valeurs suivantes des quatre paramètres de (10) :

$$m = 1{,}5, \qquad \mu = 150, \qquad \lambda = 5.10^3, \qquad \lambda_0 = 638.$$

L'analyse harmonique de $\Phi(x)$:

(11) $$\Phi(x) = A_0 + \sum_{p=1}^{\infty} A_p \sin(px - \varphi_p)$$

nous a donné [4]

$$A_1 = -85{,}943; \qquad A_2 = 0{,}051; \qquad |A_3|, \quad |A_4|, \quad |A_5|, \quad \ldots, \quad < 0{,}0001;$$

$$\left|\frac{A_2}{A_1}\right| = 0{,}000\,593, \qquad \text{soit} \quad -64 \text{ db};$$

$$\left|\frac{A_3}{A_1}\right|, \quad \left|\frac{A_4}{A_1}\right|, \quad \ldots, \quad < 10^{-6}, \qquad \text{soit} \quad -120 \text{ db}.$$

La distorsion harmonique correspondante est donc faible.

---

(3) *Loc. cit.* formule (2.10), p. 460.

(4) Ces calculs ont été faits par le Laboratoire de Calcul de l'Institut Poincaré, sous la direction de M. Erokhine.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre infrarouge et structure des acides adényliques.* Note de MM. **Henri Lenormant** et **Elkan R. Blout**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous avons étudié le spectre infrarouge des acides adényliques α et β de levure et de l'acide adénylique du muscle à l'état sec et en solution, selon une technique décrite précédemment ([1]).

Tous ces acides présentent deux groupes de bandes principales. Le premier, compris entre 1 700 et 1 550 cm^{-1}, est dû au noyau de l'adénine. Le second, situé entre 1 300 et 850 cm^{-1}, correspond essentiellement à la portion phospho-glucidique de la molécule ([2]), ([3]), ([4]), ([5]). Ces deux groupes de bandes subissent d'importantes variations en fonction du pH.

1. *Région de* 1 700 *à* 1 550 cm^{-1}. — Dans la région d'absorption de l'adénine (1 700 à 1 550 cm^{-1}), à l'état sec, on peut décrire trois types de spectres (*fig.* 1).

Type I (pH 1) : bandes à 1 680 cm^{-1} (F) et 1 610 cm^{-1} (af).

Type II (pH 7) : bandes à 1 650 cm^{-1} (F), 1 610 cm^{-1} (aF) et 1 575 cm^{-1} (f).

Type III (pH 12) : bandes à 1 610 cm^{-1} (F) et à 1575 cm^{-1} (af).

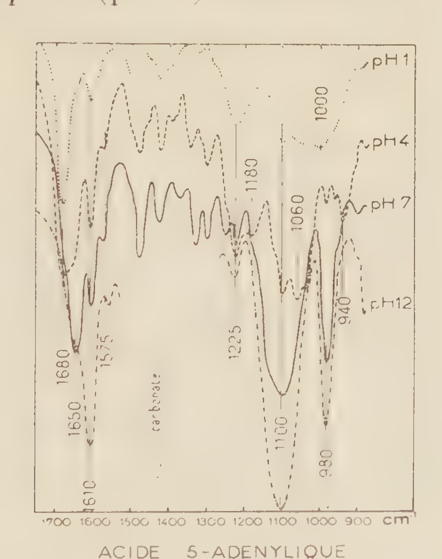


Fig. 1.

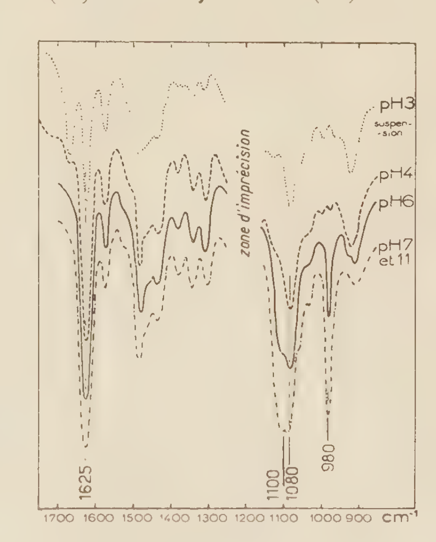


Fig. 2.

([1]) Blout et Lenormant, *J. Opt. Soc. Am.*, 43, 1953, p. 1093.

([2]) Blout et Fields, *Science*, 107, 1948, p. 252; *J. Biol. Chem.*, 178, 1949, p. 335; *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 479.

([3]) Meyrick et Thompson, *J. Chem. Soc.*, 1950, p. 225.

([4]) Gore, *Discussion Far. Soc.*, 1950, p. 138.

([5]) Browlie, Sutherland et Todd, *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 2265.

En solution (*fig.* 2), dès pH 4, le spectre observé est du type III, avec un très léger déplacement de la bande 1 610 cm^{-1}, qui passe à 1 625 cm^{-1}. A pH 3, on note la présence d'une bande vers 1 668 cm^{-1} qui correspond à la bande 1 680 cm^{-1} de l'état solide (spectre type I). Il n'est pas possible d'examiner les acides adényliques au-delà de pH 3, car, à la concentration utilisée (10 %), ils précipitent à partir de pH 2,5. A aucun pH, on ne rencontre en solution le spectre du type II.

On peut admettre que la bande 1 625 cm^{-1} (spectre type III) est caractéristique du noyau adénine non chargé, parce qu'elle apparaît dans l'échelle croissante des pH à la valeur où l'on titre la fonction basique de ce noyau [pK = 3,7 ([6])]. Inversement, le spectre du type I que l'on rencontre en milieu très acide, est propre à la base purique ionisée.

Les variations de fréquence observées indiquent un changement de structure affectant la répartition des doubles liaisons à l'intérieur du noyau purique. Ces structures tautomères peuvent être du type classique :

Forme A. Forme B.

Il est probable que le spectre dont les bandes sont de fréquence plus basses (type III) est dû à la forme où la conjugaison est la plus forte (forme A).

Le spectre du type II, qui n'apparaît pas en solution, est donc conditionné par l'état solide. Il est vraisemblable que les forces de cohésion intermoléculaires jouent un rôle important dans son apparition.

2. *Région de* 1 300 *à* 850 *cm*$^{-1}$. — Dans la région d'absorption de la partie phospho-glucidique (1 300 à 850 cm^{-1}), la courbe obtenue à l'état solide se présente également sous trois aspects différents : (*fig.* 1).

Type I (pH 1) : bandes à 1 225 cm^{-1} et entre 1 150 et 950 cm^{-1} (TF).

Type II (pH 4) : bandes à 1 225 cm^{-1} (F) et 1 180 cm^{-1} (M), à 1 060 cm^{-1} (large TF) et à 940 cm^{-1} (M).

Type III (pH 7) : bandes à 1 100 cm^{-1} (F) avec épaulement à 1 130 cm^{-1} et à 980 cm^{-1} (F).

([6]) REBUFFAT, *Symposium sur les protéines* (Liége, 1946), Masson, Paris, *Détermination de la structure du thymonucléate de sodium*, p. 157.

Ces trois types de spectres correspondent à trois états différents du groupe phosphate : diacide libre (pH 1), — sel mono-ionique (pH 4), — sel di-ionique (pH 7). Ils permettent éventuellement d'identifier chacun de ces états et témoignent des modifications de structure provoquées par la neutralisation des fonctions acides.

En solution dans D_2O, la région de 1 225 cm^{-1} ne peut être étudiée, parce que l'eau lourde présente une forte bande dans cette zone. Entre pH 3 et pH 11, les bandes comprises entre 1 175 cm^{-1} et 850 cm^{-1} sont semblables à celles observées à l'état sec aux mêmes pH (*fig.* 2). On doit noter toutefois quelques petites différences entre l'état solide et l'état dissous ; en particulier pour la bande 1 060 cm^{-1} du sel mono-iodique, qui est à 1 080 cm^{-1} pour la solution.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Calcul des susceptibilités et anisotropies magnétiques moléculaires en fonction de susceptibilités et anisotropies monoélectroniques.* Note de MM. **Jacques Tillieu** et **Jean Guy**, présentée par M. Jean Cabannes.

1. En se bornant aux molécules à fonction propre d'espace ψ_0 réelle et à spin total nul, l'application de la méthode des orbitales moléculaires permet une séparation de l'équation établie pour le calcul du tenseur χ des susceptibilités ([1]). On pose

$$(1)\qquad \psi_0(1, 2, \ldots, n) = \varphi_{10}(1)\,\varphi_{20}(2), \ldots, \varphi_{n0}(n)$$

φ_{k0} représentant la $k^{\text{ième}}$ orbitale en l'absence de champ et les nombres 1, 2, ..., n, symbolisant les $3n$ coordonnées des électrons.

Une méthode analogue à celle utilisée pour le calcul des polarisabilités électriques ([2]) permet de définir un tenseur partiel χ_k pour chaque orbitale k, de composantes

$$(2)\qquad \chi_{kuv} = -\frac{e^2}{4mc^2}\int\left[\vec{r}_k^{\,2}\,\delta_{uv} - u_k v_k\right]\varphi_{k0}^2\,d\tau_k + \frac{h^2}{4\pi^2 m}\int\left[\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,g_{ku}\cdot\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,g_{kv}^{\star}\right]\varphi_{k0}^2\,d\tau_k$$

où $\vec{g}_k$ est le vecteur imaginaire pur satisfaisant aux équations

$$(3)\qquad \frac{4\pi^2 e}{h^2 c}\,\mathrm{M}_{uk}\,\varphi_{k0} + \varphi_{k0}\,\Delta g_{ku} + 2\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,\varphi_{k0}\cdot\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,g_{ku} = 0$$

et tel que la fonction $\varphi_{k0}(1 + \vec{\mathcal{H}}\cdot\vec{g}_k)$ soit de carré sommable.

Le tenseur moléculaire χ des susceptibilités se déduit des tenseurs partiels χ_k par additivité

$$(4)\qquad \chi_{uv} = \sum_k \chi_{kuv}$$

([1]) J. Tillieu et J. Guy, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1203.

([2]) J. Guy et M. Harrand, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 716.

II. Les équations (2) et (3) ont l'avantage d'être relativement simples et valables dans un système de coordonnées quelconques. L'invariance des composantes des tenseurs χ et χ_k lors d'une translation du système de coordonnées découle de l'invariance de jauge de l'équation de Schrödinger ([3]). Pour la k^e orbitale, soient x_k, y_k, z_k, les coordonnées par rapport au centre de gravité électronique et x'_k, y'_k, z'_k les coordonnées par rapport à un nouveau système d'axes se déduisant de l'ancien par la translation $\vec{R}_k$. Si l'on utilise respectivement les potentiels-vecteurs

$$\vec{A}_k = \frac{1}{2}\vec{\mathcal{H}} \wedge \vec{r}_k, \qquad \vec{A}'_k = \frac{1}{2}\vec{\mathcal{H}} \wedge \vec{r}'_k = \frac{1}{2}\vec{\mathcal{H}} \wedge \left(\vec{r}_k - \vec{R}_k\right)$$

tels que $\vec{A}'_k = \vec{A}_k + \overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi$ en posant $\Phi = -(1/2)\vec{\mathcal{H}}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)$, par suite de la transformation de jauge, ψ devient

$$\psi' = \psi\, e^{+\frac{2\pi i e}{hc}\Phi} = \psi\left[1 - \frac{\pi i e}{hc}\vec{\mathcal{H}}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)\right] \tag{5}$$

en se limitant aux termes du premier ordre en $\vec{\mathcal{H}}$. Le vecteur $\vec{g}_k$ solution pour le premier système d'axes se transforme en $\vec{g}'_k = \vec{g}_k - (\pi i e/hc)\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k$ pour le deuxième système. Le calcul des composantes du tenseur χ'_k donne

$$\begin{aligned}\chi'_{ku\nu} = &-\frac{e^2}{4mc^2}\int\left[\left(\vec{r}_k - \vec{R}_k\right)^2\delta_{u\nu} - (u_k - R_{ku})(\nu_k - R_{k\nu})\right]\varphi_{k0}^2\, d\tau_k \\ &+ \frac{h^2}{4\pi^2 m}\int \overrightarrow{\text{grad}}\left[g_{ku} - \frac{\pi i e}{hc}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)_u\right]\overrightarrow{\text{grad}}\left[g^*_{k\nu} + \frac{\pi i e}{hc}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)_\nu\right]\varphi_{k0}^2\, d\tau_k \\ = &\ \chi_{ku\nu} + \frac{ihe}{4\pi mc}\int\left[\overrightarrow{\text{grad}}\, g_{ku}\, \overrightarrow{\text{grad}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)_\nu} + \overrightarrow{\text{grad}}\, g_{k\nu}\, \overrightarrow{\text{grad}\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)_u}\right]\varphi_{k0}^2\, d\tau_k.\end{aligned} \tag{6}$$

En intégrant par parties et en tenant compte de [3],

$$\begin{aligned}\int \overrightarrow{\text{grad}}\, g_{ku}\, \overrightarrow{\text{grad}}\left(\vec{R}_k \wedge r_k\right)_\nu \varphi_{k0}^2\, d\tau_k &= -\int\left(\vec{R}_k \wedge \vec{r}_k\right)_\nu\left[\varphi_{k0}^2 \Delta g_{ku} + 2\varphi_{k0}\overrightarrow{\text{grad}}\,\varphi_{k0}\,\overrightarrow{\text{grad}}\, g_{ku}\right] d\tau_k \\ &= +\frac{4\pi^2 e}{h^2 c}\int (R_k \wedge r_k)_\nu \varphi_{k0} M_{uk} \varphi_{k0}\, d\tau_k.\end{aligned} \tag{7}$$

Comme M_{uk} est hermitique et imaginaire pur, cette dernière intégrale est nulle. Par suite $\chi'_{ku\nu} = \chi_{ku\nu}$ (démonstration analogue pour le tenseur total χ).

3. — Pour les molécules ne comportant que des électrons σ, l'anisotropie magnétique totale peut se déduire des anisotropies des orbitales et de la géométrie de la molécule. Les calculs sont identiques à ceux indiqués pour les anisotropies électriques (2). En définissant l'anisotropie magnétique moléculaire

---

([3]) *Cf.* par exemple E. C. Kemble, *The fundamental principles of Quantum mechanics*, Mc Graw Hill, edit., 1937, p. 29.

$\Delta\chi$ par

[8] $$(\Delta\chi)^2 = \frac{1}{2}\sum_u\sum_v[3(\chi_{uv})^2 - \chi_{uu}\chi_{vv}]$$

et l'anisotropie $\Delta\chi_k$ de la $k^{\text{ième}}$ orbitale par

[9] $$(\Delta\chi_k)^2 = \frac{1}{2}\sum_u\sum_v[3(\chi_{kuv})^2 - \chi_{kuu}\chi_{kvv}]$$

on a la relation

[10] $$(\Delta\chi)^2 = \frac{1}{2}\sum_k\sum_l\Delta\chi_k\Delta\chi_l(2 - 3\sin^2\theta_{kl})$$

où θ_{kl} est l'angle des directions des liaisons correspondant aux deux orbitales k et l. Cette dernière relation reste valable si les anisotropies de liaisons remplacent les anisotropies d'orbitales.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Sur les orbites dans le cosmotron à focalisation forte à l'approximation non linéaire.* Note (*) de M. **Augustin Blaquière**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'auteur développe une méthode de résolution approchée de l'équation de Hill, basée sur la recherche d'une solution sous forme d'une série ou d'une intégrale de Fourier. Il étend le résultat à un type d'équation non linéaire à coefficients périodiques qui intervient dans la théorie du cosmotron à focalisation forte.

La loi du mouvement radial des particules, dans un cosmotron à focalisation forte dont le champ magnétique présente une légère distorsion non linéaire, sera approchée ici par l'équation

(1) $$\frac{d^2x}{ds^2} = \left(nx + \frac{1}{3}ex^3\right)g(s),$$

où x est l'écart radial de la particule à l'orbite d'équilibre; s, l'arc en radians parcouru le long de cette orbite; e, un faible coefficient de non-linéarité; $g(s)$ un coefficient alternatif d'amplitude-unité, de période S : longueur d'arc en radians d'un couple de secteurs alternés. Cette forme approchée est adoptée et discutée par le Groupe technique du Midwest Accelerator [1].

1. Approximation linéaire. — Lorsque l'écart radial est faible, on peut tolérer l'approximation linéaire

(2) $$\frac{d^2x}{ds^2} = ng(s)x.$$

(*) Séance du 8 novembre 1954.

[1] Keith R. Symon, *A Smooth Approximation to the Alternating Gradient Orbit Equations*, Wayne University, juillet 1954, K. R. S. (M. U. R. A.)-1 et Keith R. Symon, *Smooth Solution to One-Dimensional A. G. Orbits with Cubic Forces*, Wayne University, juillet 1954, K. R. S. (M. U. R. A.)-2.

C'est une équation de Hill, et l'on sait qu'on ne restreint pas la généralité des résultats en particularisant $g(s)$ par une loi sinusoïdale de pulsation $\omega_0 = (2\pi/S)$. Nous nous placerons dans le cas d'intérêt pratique où la longueur d'onde de la solution est nettement supérieure à la longueur S de deux secteurs alternés, et où le spectre de $x(s)$ se réduit à deux bandes de fréquences localisées, l'une autour de $\omega_0 = (2\pi/S)$, l'autre vers les fréquences plus basses. Désignons par « spectre ω_{HF} » et « spectre ω_{BF} » ces deux bandes spectrales que nous allons déterminer.

Le second membre de l'équation (2) nous fournit les produits de modulation suivants :

1° *Produits* « ω_0, *spectre* ω_{BF} » : d'où les bandes HF « $\omega_0 + \omega_{BF}$ » et « $\omega_0 - \omega_{BF}$ » localisées autour de ω_0.

2° *Produits* « ω_0, *spectre* ω_{HF} » : d'où les bandes « $\omega_0 + \omega_{HF}$ » (localisée vers la pulsation $2\omega_0$) et « $\omega_0 - \omega_{HF}$ » (localisée vers les basses fréquences).

Le premier membre dx^2/ds^2 nous fournit aussi deux bandes, une localisée vers les basses fréquences, l'autre autour de ω_0 (partie H.F.). Il ne reste plus qu'à identifier les deux membres, en négligeant l'harmonique 2 produit par le spectre « $\omega_0 + \omega_{H.F.}$ » ci-dessus. On obtient donc deux équations couplées que nous symbolisons par

$$\text{Spectre H. F. de } \frac{d^2x}{ds^2} = \text{Spectre produit « } g,\ x_{B.F.} \text{ »},$$

$$\text{Spectre B. F. de } \frac{d^2x}{ds^2} = \text{Spectre produit « } g,\ x_{H.F.} \text{ »}.$$

2. Approximation non linéaire. — L'avantage de la méthode proposée au paragraphe précédent est de rester valable sans modification dans le domaine non linéaire. Il suffira alors d'évaluer en plus, au second membre de (1) les produits de modulation fournis par le terme $(1/3)\,ex^3 g(s)$. Ici encore la méthode s'étend sans difficulté au cas où $g(s)$ n'est plus purement sinusoïdal. Il suffirait de se donner son spectre sous forme d'une ou de plusieurs bandes étroites. Elle permet donc d'étudier en particulier l'effet des défauts d'alignement des aimants, mais en fonctionnement non linéaire.

3. Application. — Recherchons une solution de l'équation

$$(3) \qquad \frac{d^2x}{ds^2} = \left(nx + \frac{1}{3}ex^3\right)\cos\omega_0 s$$

de la forme $x \equiv x_1(s) + x_2(s) \equiv x_1(s) + a\cos\omega_0 s$, où $x_1(s)$, lentement variable est représentable par un spectre B. F., et $x_2(s) \equiv a\cos\omega_0 s$. L'évaluation des produits de modulation du second membre donne

$$\frac{d^2x_1}{ds^2} + \frac{d^2x_2}{ds^2} = \left(nx_1 + \frac{1}{3}ex_1^3 + \frac{3}{4}ex_1a^2\right)\cos\omega_0 s + \left(\frac{na}{2} + \frac{ex_1^2a}{2} + \frac{1}{3}\frac{ea^3}{2}\right)\cos 2\omega_0 s$$
$$+ \frac{ex_1a^2}{4}\cos 3\omega_0 s + \frac{1}{3}\frac{ea^3}{8}\cos 4\omega_0 s + \left(\frac{na}{2} + \frac{ex_1^2a}{2} + \frac{ea^3}{8}\right).$$

Supposant a petit, et négligeant les harmoniques 2, 3 et 4, l'équation ci-dessus se décompose en deux équations couplées :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{d^2 x_1}{ds^2} = \dfrac{na}{2} + \dfrac{ex_1^2 a}{2}. \\[2ex] \dfrac{d^2 x_2}{ds^2} = -a\omega_0^2 \cos\omega_0 s = \left(nx_1 + \dfrac{1}{3} ex_1^3\right) \cos\omega_0 s. \end{array}\right.$$

La deuxième équation du système donne

$$a(s) = -\frac{n}{\omega_0^2} x_1 - \frac{1}{3}\frac{e}{\omega_0^2} x_1^3$$

et portant dans la première équation il vient

$$(4) \qquad \frac{d^2 x_1}{ds^2} = -\frac{n}{2\omega_0^2}\left[x_1 + \frac{4e}{3n} x_1^3 + \frac{e^2}{3n^2} x_1^5\right].$$

L'approximation linéaire de (4) donne la valeur classique de la pulsation des oscillations bétatroniques :

$$\omega = \frac{n}{\omega_0\sqrt{2}} = \frac{n\mathrm{S}}{\pi\sqrt{8}}.$$

Dans le cas non linéaire, l'équation (4) considérée en entier conduit à une loi de dépendance fréquence-amplitude analogue à celles que nous avions obtenues antérieurement pour d'autres équations non linéaires [2]. On a ici :

$$f_{\mathrm{A}} = f\sqrt{1 + \frac{e}{n}\mathrm{A}^2 + \frac{5}{24}\frac{e^2}{n^2}\mathrm{A}^4},$$

où f_{A} est la fréquence des oscillations bétatroniques d'amplitude A, et $f = n\mathrm{S}/\pi\sqrt{8}$. Ces résultats ont aussi été obtenus par Keith R. Symon au moyen de la « Smooth Approximation » [1].

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les effets accumulatifs provoqués par les explosions thermonucléaires à la surface du globe.* Note de M. **Charles-Noël Martin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les explosions thermonucléaires intéressent des grandeurs non négligeables à l'échelle terrestre. Divers effets accumulatifs sont étudiés : d'ordres chimiques, radioactifs, climatiques. Ces phénomènes sont irréversibles et l'équilibre de certaines caractéristiques planétaires et vivantes sera compromis à partir d'un seuil atteint avec quelques dizaines d'explosions. Diverses preuves expérimentales sont suggérées.

La complexité des phénomènes physiques mis en jeu lors d'une explosion de

---

(2) A. Blaquière, *J. Phys. Rad.*, t. 13, 1952, p. 527 et 635; *Ann. Radioélectr.*, t. 8, 1953, p. 36; *Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques; Ann. Radioélectr.*, t. 8, 1953, p. 153.

bombe à fission et de bombe thermonucléaire dépasse largement les possibilités actuelles d'en calculer théoriquement les effets avec précision. Il est toutefois possible de donner un ordre de grandeur à un ensemble de valeurs numériques relatives aux phénomènes qui paraissent les plus évidents. L'ampleur prise récemment par une série d'essais d'engins thermonucléaires de divers types motive une étude scientifique de ces phénomènes car certains des effets sont à l'échelle du globe terrestre et risquent d'entraîner, en s'accumulant, des conséquences particulièrement graves, sinon dramatiques. Ces conséquences sont de quatre ordres principaux :

1. *Conséquences chimiques.* — Le professeur A. Debierne ([1]) avait déjà beaucoup insisté dans quatre Notes, avant même les premières explosions expérimentales de Bikini (on en compte une soixantaine maintenant) sur la formation d'acide nitrique par réaction de l'azote et l'oxygène de l'air. Le gaz nitrique NO qui donne sa couleur rougeâtre au champignon devient NO_2 puis NO_3H avec la vapeur d'eau. Une bombe de 20 Mt peut ainsi former 5.10^5 t de gaz NO. La masse de l'atmosphère terrestre étant 5.10^{15} t, l'effet est de l'ordre de 10^{-10} et paraît ainsi négligeable du point de vue massique. Mais il n'en est rien car la quantité d'acide nitrique formé ensuite, supposée répartie uniformément dans la totalité de l'atmosphère sur 10 km d'altitude, donne 2.10^9 molécules par cm^3. Ce calcul néglige la formation ultérieure de NO_3H grâce à l'ionisation par les isotopes radioactifs et l'action des poussières. La dissolution de cet acide entraînera une diminution du pH de l'eau de pluie ([2]), qui pourra atteindre 5 et au-dessous pour des averses intéressant plusieurs centaines de km^2 peu de temps après l'explosion. On sait qu'à partir d'une certaine valeur du pH le métabolisme des plantes peut subir un dérèglement complet.

2. *Effets climatiques.* — Les explosions au sol arrachent une quantité de matière de l'ordre du milliard de tonnes et la majeure partie en est envoyée dans la stratosphère jusqu'à 30 à 40 km d'altitude. Le champignon s'étend sur 200 km à une altitude moyenne de 18 km avec une épaisseur de 6 km. Cette quantité de matière qui ne fait que 10^{-7} de la masse totale de l'atmosphère se dilue rapidement mais ne retombe que très lentement, pouvant faire de nombreux tours du monde. Les effets climatiques sont évidents : interception partielle du rayonnement solaire; chutes localisées de pluies diluviennes au passage des fragments du champignon porteurs de centres de condensation d'acide nitrique, d'ions radioactifs et de poussières; régimes des vents modifiés par le déséquilibre local du processus d'évaporation et de variation de température moyenne.

([1]) *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1124 et 1352; **224**, 1947, p. 1220; **226**, 1948, p. 1302.

([2]) Notre attention sur la variation du pH de la pluie a été attirée par M. Jacques Bergier.

3. *Effets radioactifs.* — Un grand nombre d'isotopes émetteurs γ à longues périodes (depuis quelques jours jusqu'à plusieurs années) sont produits. Mais tout particulièrement une importante quantité de C 14 par la réaction (n, p) sur l'azote 14 de l'air. On connaît bien le mécanisme de la répartition homogène des produits carbonés, absorbés ensuite par tous les êtres vivants. La répartition du C 14 de période 5 600 ans entraînera donc fatalement d'ici quelques années une nette augmentation du taux actuel de 15 désintégrations par minute et par gramme de carbone « vivant ».

Par ailleurs, on doit observer au sol une légère variation du rayonnement cosmique secondaire provoqué par l'augmentation appréciable de la densité de matière dans la stratosphère raréfiée, entre 20 et 40 km.

4. *Effets génétiques.* — Dans ce domaine encore mal connu, il semble qu'une variation même légère du taux de rayonnement naturel ambiant entraînera à long terme des effets génétiques importants et irréversibles. Des précédents expérimentaux paraissent d'ores et déjà acquis.

En résumé : depuis deux ans il y a eu déjà environ 10 explosions de bombes H, l'énergie de chacune varie entre 3 et 50 Mt, c'est-à-dire l'équivalent de 1 000 à 2 500 bombes atomiques « classiques » du type Hiroshima-Bikini. Les phénomènes mis en jeu dépassent de très loin les possibilités expérimentales des laboratoires et intéressent une fraction très appréciable de la planète. Un certain nombre de processus provoqués dans l'atmosphère sont irréversibles et peuvent entraîner un déséquilibre croissant parmi les conditions naturelles auxquelles le règne vivant s'est lentement adapté. Toute augmentation du nombre d'explosions entraînera des modifications selon une loi qui ne sera pas nécessairement linéaire.

Actuellement on doit pouvoir mettre en évidence expérimentalement les effets suivants :

1° Des variations locales du pH des pluies, de l'ordre de 7 à 5.

2° Une augmentation très nette du taux de Carbone 14 de l'ordre de 10 à 30 %.

3° Une augmentation, difficile à évaluer, probablement faible, de l'intensité du rayonnement cosmique secondaire au niveau de la mer.

4° Une diminution de l'intensité de radiation solaire.

5° Un régime des pluies anarchique dont il serait intéressant de suivre, en fonction du temps, la localisation sur le globe entier.

6° Observation de la bande d'absorption de l'acide nitrique dans la lumière du ciel.

7° Présence de nombreux radioéléments à très longues périodes dans l'air. En particulier celle du Fer 59 de période 47 jours, dû à la réaction (n, γ) sur l'isotope 58 stable du Fer dans l'enveloppe métallique des engins.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Spectre d'énergie des neutrons émis par les sources de polonium.* Note (*) de Mlle **Marie Ader**, présentée par M. Francis Perrin.

Les sources de polonium émettent des neutrons, généralement attribués à l'action des rayons α du polonium sur des impuretés de la source : notamment des traces de béryllium.

Nous avons obtenu à l'aide d'émulsions photographiques, des protons projetés par ces neutrons, et établi leur spectre d'énergie.

La source de polonium, d'environ 50 mC, déposée sur une feuille de nickel était placée entre deux lames épaisses également de nickel. Sur chaque face de ce dispositif (1), un groupe de trois plaques photographiques Ilford, C_2, 200 μ superposées, a été exposé pendant 20 h.

Bien que l'émission des neutrons soit faible, l'examen des six plaques, irradiées dans les mêmes conditions de temps et de géométrie, a pu donner un nombre de protons de recul suffisant pour permettre l'étude de l'énergie des neutrons projetants.

A l'aide d'une plaque témoin, non irradiée, on a déduit « l'effet zéro ». Toutes les traces de moins de 50 μ provenant de la surface et de la profondeur en contact avec le verre ont été négligées, pouvant être attribuées à des contaminations.

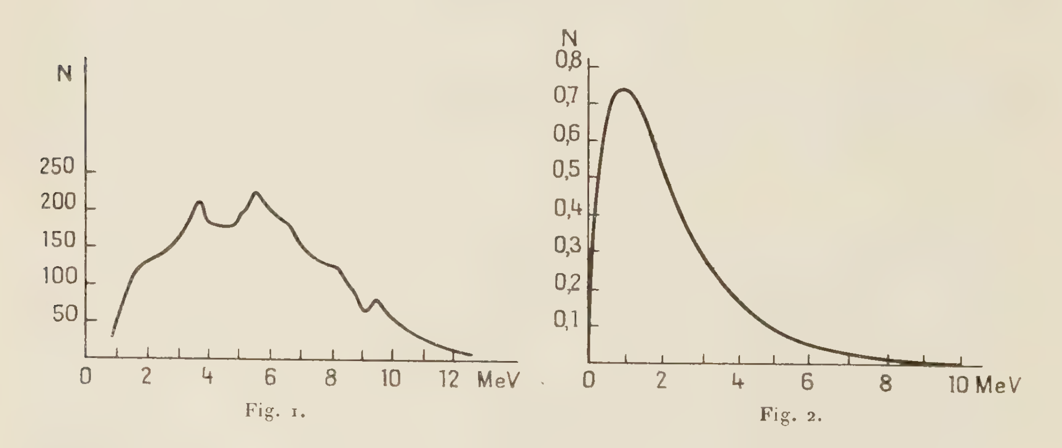


Fig. 1.

Fig. 2.

Deux séries de mesures, de plus de 1500 traces chacune, ont donné des résultats concordants. Le spectre obtenu s'étend sur une large bande : de 0,5 MeV à plus de 15 MeV.

Nous avons essayé de comparer nos résultats (*fig.* 3) avec le spectre d'énergie des neutrons émis par une source de Po-Be (*fig.* 1) établi par J. O. Elliot

(*) Séance du 3 novembre 1954.

(1) Le dispositif expérimental a été réalisé avec l'aide de M. Pierre Conte.

et coll. ([2]) et avec la courbe (*fig.* 2), des neutrons de fission de l'uranium 235 ([3]); le spectre des neutrons émis par la source de polonium se rapproche de celui des neutrons de fission de l'uranium 235.

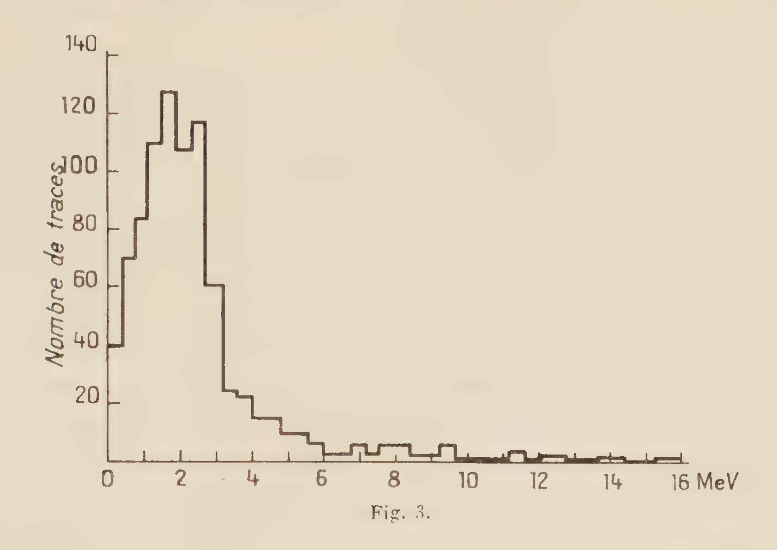


Fig. 3.

La comparaison des figures 1 et 3 montre clairement que l'émission de neutrons par la source de polonium n'est pas attribuable à une contamination de beryllium.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude cinétique de la décomposition de l'acide p-méthoxybenzène-phosphonique en milieu acide.* Note (*) de Mme **André Viout** (**Paule Lesfauries**) et M. **Paul Rumpf**, présentée par M. Louis Hackspill.

Cette hydrolyse en anisole et acide phosphorique a été étudiée entre 78 et 136°, et dans des solutions sulfuriques dont les concentrations ont varié de 9 à 60 % en poids. Elle est d'ordre 1 par rapport à l'acide phosphonique. La vitesse augmente rapidement jusqu'à environ 30 % d'acide sulfurique et passe par un maximum. L'énergie d'activation apparente est de 23,6 ± 0,3 kcal et le facteur PZ est égal à $10^{9,1}$ s^{-1}.

Au cours d'un travail antérieur ([1]), l'un de nous a observé que l'acide *p*-méthoxybenzène-phosphonique subissait une coupure facile de la liaison C-P, lorsqu'il était traité pendant longtemps par une solution acide bouillante.

([2]) J. O. Elliot, W. I. McGarry et W. R. Faust, *Phys. Rev.*, 93, n° 6, 1954, p 1348.

([3]) E. Segré, *Experimental Nuclear physics*, 2, p. 393; Bonner, R. A. Ferrel et M. C. Rinihart, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 1032; D. L. Hill, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 1034; B. E. Watt, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 1037.

(*) Séance du 3 novembre 1954.

([1]) P. Lesfauries, *Thèse*, Paris, 1950; *J. Rech. C. N. R. S.*, septembre 1954, p. 15-31.

V. N. Bell et G. M. Kosolapoff ([2]) ont signalé, depuis lors, que cet acide se décomposait par ébullition dans l'acide chlorhydrique concentré.

La vitesse de décomposition de l'acide *p*-méthoxybenzène-phosphonique a été mesurée en vue de l'étude plus générale de la stabilité des acides phosphoniques et phosphiniques aromatiques.

L'acide phosphonique a été mis en solution dans de l'acide sulfurique à diverses concentrations, celles-ci étant toujours considérables par rapport à la concentration du dérivé organique du phosphore. L'acide sulfurique a été choisi, de préférence à l'acide chlorhydrique, pour éviter les risques de perte par évaporation. Les essais ont été faits à plusieurs températures (78, 81, 86, 96, 100, 110, 122 et 136°) maintenues constantes par la vapeur d'un liquide approprié bouillant sous la pression atmosphérique. Pour les mesures au-dessous de 100°, des prises d'essai ont été effectuées à intervalles réguliers dans le même tube. Pour chaque température au-dessus de 100°, il a fallu opérer dans une série de tubes scellés chauffés pendant des temps différents.

La quantité d'acide *p*-méthoxybenzène-phosphonique décomposé à un instant donné a été déterminée par le dosage de l'acide phosphorique formé :

$$H_3C-O-C_6H_4-PO_3H_2+H_2O \rightarrow C_6H_5-O-CH_3+PO_4H_3.$$

La méthode que nous avons adoptée est le dosage spectrophotométrique au complexe phosphovanadomolybdique ([3]). Suffisamment précise, elle n'est pas gênée par la présence de l'acide phosphonique. Si c_0 et c sont respectivement les concentrations de ce dernier avant la réaction et à un instant donné t, en portant les valeurs de $\log c_0 - \log c$ en fonction du temps, nous obtenons à chaque température une droite passant par l'origine : par conséquent, en présence d'un grand excès d'ions H^+, la réaction est du premier ordre. Dans les limites de précision des dosages (de l'ordre de 2 %), un changement de la concentration initiale en acide phosphonique ne modifie pas la valeur trouvée pour le coefficient de vitesse k, ce qui confirme bien l'ordre 1 de la réaction par rapport à ce constituant.

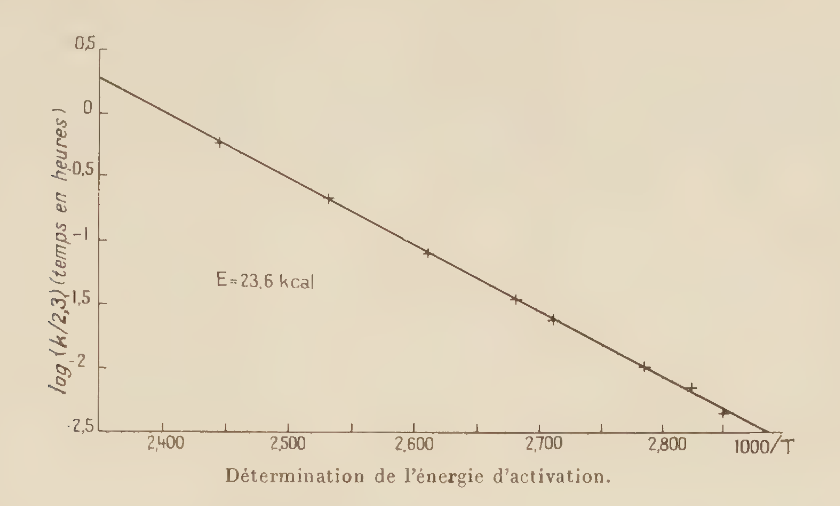
Il serait également intéressant de connaître l'ordre de la réaction par rapport aux ions H^+. Dans ce but, à une même température (96°), nous avons utilisé des concentrations en acide sulfurique de 9 à 60 % en poids : les vitesses de décomposition sont alors mesurables avec précision par la technique qui vient d'être décrite. Jusqu'à 30 % d'acide, elles augmentent rapidement avec la concentration, à peu près proportionnellement au carré de cette dernière. Au-delà, on observe une accélération moins marquée, suivie d'un ralentissement vers 60 % d'acide. Ces résultats sont difficiles à interpréter, d'autant plus

---

([2]) *J. Amer. chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4901-4903.

([3]) P. Fleury et M. Leclerc, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 25, 1943, p. 201.

que nous manquons de données sur l'activité des ions H^+ à des températures supérieures à 60°.



Détermination de l'énergie d'activation.

Nous avons vérifié que, dans l'acide sulfurique à 26,5 %, entre 78 et 136° C, le logarithme du coefficient de vitesse de la réaction pseudo-monomoléculaire varie linéairement en fonction de l'inverse de la température absolue. L'énergie d'activation apparente est de 23,6 ± 0,3 kcal. et le facteur PZ, voisin de $10^{9,1}$, 1 s^{-1}. Il n'y a pas lieu de chercher à interpréter ces résultats numériques avant d'avoir éclairci le mécanisme, certainement complexe, de la réaction, en étudiant des acides phosphoniques aromatiques moins stables dont la vitesse de décomposition puisse être suivie dans des milieux pour lesquels nous disposions de données électrochimiques suffisantes.

L'acide benzène-phosphonique et son dérivé bromé en *para* ont résisté à un long chauffage dans les conditions indiquées, mais la méthode permet de comparer quantitativement en milieu acide l'instabilité des divers composés phosphoniques substitués par des groupements fortement donneurs d'électrons, et notamment de certains dérivés aminés particulièrement fragiles [1].

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Sur la porosité observée dans l'effet Kirkendall.* Note de M. **Jean Blin**, présentée par M. Maurice Roy.

Les expériences de Kirkendall ont montré que, lorsque deux métaux diffusent l'un dans l'autre, chacun peut avoir sa vitesse de diffusion propre [1]. Outre le transport de masse qui a lieu dans une telle diffusion, plusieurs expérimentateurs ont noté l'existence d'une porosité dans l'alliage qui contient le métal qui diffuse

---

(1) A. D. Smigelskas, E. O. Kirkendall, *Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng.*, 171, 1947, p. 130.

le plus rapidement. On attribue l'existence de ces cavités à la « précipitation » de lacunes qui seraient en excès à cause du déséquilibre résultant de la différence des vitesses de diffusion ([2]). F. Seitz s'est demandé quels sont les sites où les lacunes peuvent se condenser, il a admis que ce sont des petites cavités ayant des dimensions moyennes de 20 à 30 Å, existant préalablement dans le métal ([3]).

Nous avons essayé de vérifier cette hypothèse en étudiant la diffusion centrale des rayons X par un métal où les cavités sont en formation. Nous avons simplifié les expériences en opérant sur des feuilles de laiton (29,2 % Zn) chauffées dans le vide vers 800°. Le départ du zinc provoque en effet une porosité qui présente un aspect micrographique entièrement analogue à ce qui a été observé dans l'expérience originale de Kirkendall ([4]). Après évaporation, les feuilles étaient amincies par polissage électrolytique jusqu'à une épaisseur de 3 à 4/100e de millimètre. On étudiait ainsi la couche médiane de la feuille initiale. Dans le métal qui avait perdu le plus de zinc, les cristaux étaient encore très bons et la largeur de la raie Debye-Scherrer normale.

Le tableau indique le poids de Zn évaporé et le traitement thermique correspondant. Les courbes d'intensité de diffusion sont tracées dans le diagramme $\log I = f(\Theta^2)$. Ce diagramme indique par sa courbure que les cavités n'ont pas toutes les mêmes dimensions. On trouvera dans le tableau le rayon de giration moyen (R) des cavités, le rayon (r) des sphères supposées pleines qui auraient ces valeurs comme rayon de giration, et la distance moyenne des cavités D_m.

Traitement thermique.	Atmosphère.	R (Å).	r (Å).	D_m (Å).	Poids de Zn évaporé (mg).
Recristallisé à 400° (24 h).........	argon	25	33	2400	0
800° (18 mn).....................	vide	24	31	2100	50
800° (5 h 30 mn).................	»	20	26	1100	184
700° (36 h)......................	»	33	42,5	2000	197
800° (3 j).......................	»	22	28	960	227

Comme nous l'avions déjà observé pour les métaux purs recristallisés, le métal dont on part contient déjà des cavités ([5]). Le nombre des cavités augmente notablement de (1 à 10) entre l'état initial et l'état final; par contre le rayon de giration ne semble pas changer sensiblement. Le volume total que représentent ces petites cavités reste très faible par rapport au volume de zinc évaporé; le rapport est d'environ 1/1000. On observe donc bien comme le supposait Seitz l'existence préalable de petites cavités. On peut déduire des

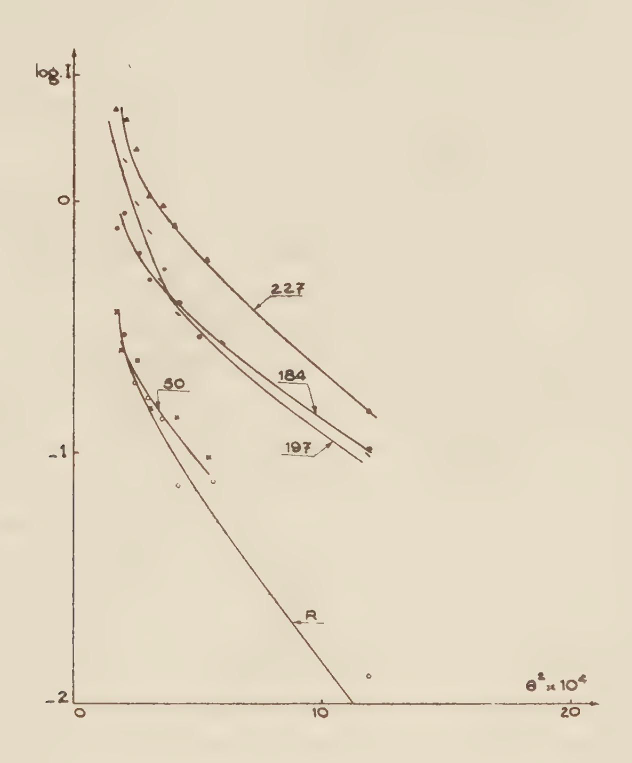
([2]) F. Seitz, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1513.

([3]) *Acta Metallurgica*, 1, May, 1953, p. 355.

([4]) R. W. Balluffi, B. H. Alexander, *J. Appl. Phys.*, 23, n° 11, p. 1237.

([5]) J. Blin, *Thèse Ingénieur Docteur*, Faculté des Sciences, Paris, p. 101.

valeurs correspondantes du rayon r celles de la sursaturation $(C/Co-1)$ des lacunes nécessaire pour que les cavités puissent croître; Co désigne la concentration des lacunes en équilibre dans un cristal parfait à la température des expériences. On applique pour cela la formule de Thomson-Gibbs : $\log C/Co = 2s\, Va/kTr$, relative à la croissance d'un petit cristal de dimension moyenne r en présence d'une vapeur de concentration C [6]; s désigne l'énergie superficielle du cristal. On trouve ainsi des valeurs voisines de 0,08.



On peut se demander pourquoi il semble qu'il se produise une augmentation du nombre des cavités plutôt qu'un accroissement de leur volume. C'est qu'en réalité la diffusion des rayons X n'est sensible qu'à une très faible proportion des cavités, lorsque celles-ci ont des diamètres variant dans de larges limites. Quand les cavités grossissent, la diffusion des rayons X se trouve alors dans un domaine où nous sommes gênés par la diffusion parasite (petits angles). En outre, le nombre de celles qui grossissent est faible, comme le montrent les observations faites au microscope. Par ailleurs, les cavités très petites sont en trop petit nombre pour donner un effet sensible. Ces cavités ne sont détectées que lorsque le taux d'évaporation augmente. La valeur trouvée pour C/Co est donc un minimum.

---

(6) *Discussions of the Faraday Society*, 5, 1949, p. 13.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Structure et activité du complexe enzyme-substrat en rapport avec la formation de liaisons hybrides par l'ion activateur.* Note (*) de Mme **Andrée Goudot**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans l'étude des enzymes dont l'activateur est un métal à l'état d'ion, il est possible de trouver des caractères communs : ce sont des métaux de transition. La plupart ont une électronégativité de 1,6. Ils sont actifs à l'état bivalent pour des substrats fortement électronégatifs et à l'état trivalent pour des substrats faiblement électronégatifs. Cependant ces enzymes se différencient par les liaisons qui existent entre l'ion métal et la protéine. Ceux dont le métal est facilement dissociable et peut être remplacé par un métal donnant des complexes de même structure (ex. : les dipeptidases) ou au contraire ceux où l'ion métallique est fortement lié dans le coenzyme et paraît spécifique ([1]) (ex. : Anhydrase carbonique). Ces différents caractères peuvent être expliqués suivant la manière dont se forment les liaisons hybrides soit à l'intérieur du complexe enzyme-substrat, soit déjà dans l'enzyme entre l'ion métal et la protéine.

1. Coordination 6. Liaisons hybrides $3d^2\,4s\,4p^3$. — Dans l'état bivalent les métaux du groupe VIII ne peuvent donner des liaisons électrostatiques avec des substrats fortement électronégatifs comme NH_3 et H_2O. C'est le cas du cobalt dans les dipeptidases par exemple. Dans le complexe ionique formé, le substrat relativement plus électronégatif prend une partie de la charge négative de l'ion central qui devient trivalent ([2]). Le caractère négatif se trouvant modifié, il y a passage des liaisons ioniques à des liaisons covalentes. Un mécanisme inverse est donné par les enzymes respiratoires. Les lois de la chimie électronique, établies à l'aide de la Mécanique ondulatoire, permettent de connaître les orbites intéressées dans la formation des liaisons σ et π à l'intérieur du complexe covalent enzyme-substrat.

a. Liaisons σ longitudinales. — Pour les éléments de transition l'indice de liaison de la pénultième orbite $3d$ est beaucoup plus grande que pour les ultièmes orbites $4s$ et $4p$. C'est ainsi que pour le fer il a été trouvé en utilisant la règle de Slater : $\alpha\,Fe(3d) = 2{,}2$ et $\alpha\,Fe(4s = 4p) = 0{,}680$ (Craigh et collaborateurs).

Les quatre noyaux pyrrols ne donnent avec Fe^{+++} et Fe^{++} que des liaisons ioniques comme le montrent les mesures des moments magnétiques des enzymes et des pigments respiratoires (5 et 4 électrons célibataires). Dans le complexe enzyme-substrat et dans l'oxyhémoglobine, le substrat faiblement

(*) Séance du 8 novembre 1954.

([1]) J. Roche, *Actualités scientifiques et industrielles*, **1015**, Hermann, 1946.

([2]) *Comptes rendus*, **237**, 1953 p. 357 et 1239; **238**, 1954 p. 734.

électronégatif permet l'utilisation des orbites $3d$ pour la formation de liaisons covalentes $3d^2 4s 4p^3$ donnant une structure octaédrique.

b. Liaisons π *latérales.* — Dans les métaux de transition du groupe fer la validité de la règle de Hunt permet que la dégénérescence des orbites d ne soit pas perturbée par la formation de complexes et les mêmes orbites peuvent être utilisées pour des liaisons σ ou π. Kimball a montré que deux orbites d pour des complexes plans et trois pour des complexes octaédriques peuvent être utilisées pour former des liaisons π qui sont orthogonales. Donc pour les dipeptidases dans le complexe cobaltique, comme nous l'avions prévu, trois liaisons π sont possibles par utilisation des pénultièmes orbites $3d$ et l'électron π de chacune des doubles liaisons peptidiques. De même entre l'ion fer des enzymes et des pigments respiratoires avec des substrats contenant des doubles liaisons comme CO et CN.

Cependant les cathions ainsi formés sont instables en solution aqueuse alors que les anions sont stables.

2. Coordination 4. Liaisons hybrides $4s4p^3$, $3d4s4p^2$ et $4s4p^2 4d$. — Dans le cas des métaux donnant des complexes de coordination 4, si le substrat est fortement électronégatif il peut se former un complexe tétraédrique sp^3, avec un substrat faiblement électronégatif il y a formation d'une hybridation dsp^2.

a. Hybridation $4s4p^3$. — L'anhydrase carbonique a pour ion activateur Zn^{++}, le mécanisme de la réaction catalytique est

$$CO_2 + RNH_2 \rightleftharpoons RNHCOOH \rightleftharpoons RNHCOO^- + H_+.$$

Les complexes du Zn^{++} sont généralement de coordination 4 et souvent à chaînes ouvertes. Nous avons donc fait l'hypothèse que l'ion Zn^{++} doit être lié dans l'enzyme à 4N d'amino-groupes suivant des liaisons $4s4p^3$, qui explique pourquoi la dithizone ne peut fixer l'ion Zn^{++} ([1]). L'ion complexe peut réagir avec le milieu contenant CO_3H_2 en formant un complexe d'association avec $4CO_2$ lequel en milieu aqueux peut donner une réaction de transfert de charge dissociative redonnant CO_3H_2 selon la théorie donneur-accepteur de Mulliken.

b. Hybridation $4s4p^2 4d$. — Cu^{++} est le seul ion bivalent qui donne même avec des substrats fortement électronégatifs des liaisons hybrides situées dans le même plan que l'ion selon une hybridation $4s4p^2 4d$. Suivant les propriétés de l'enzyme nous pouvons supposer que le coenzyme correspond à un ion complexe de la forme $Cu(RNH_2)_2^{++}$ donnant des bases $Cu(RNH_2)_2(OH)_2$ beaucoup plus fortes que les hydroxyls cupriques et qui sont solubles dans l'eau et facilement dissociables.

Cependant en présence de substrats tels que CN il se produit des doubles liaisons avec l'ion métal, comme nous l'avons vu plus haut, qui stabilisent le complexe et inhibent l'activité enzymatique.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Étude d'un champ « self-consistent » pour la molécule d'acide cyanhydrique.* Note (*) de M. **André Bassompierre**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous recherchons une fonction d'onde électronique Ψ pour la molécule HCN suivant la méthode des champs « self-consistent » (1). Nous savons (2) que la molécule est linéaire et que les distances internucléaires sont :

$$\overline{HC} = 1{,}064\ \text{A}^\circ, \qquad \overline{CN} = 1{,}156\ \text{A}^\circ.$$

Cette fonction Ψ est de la forme :

$$(1) \qquad \Psi = \frac{1}{\sqrt{(14)!}} \sum_{P} (-1)^p P (\varphi_1 \alpha)^1 (\varphi_2 \beta)^2 \ldots (\varphi_n \alpha)^{13} (\varphi_n \beta)^{14},$$

où $\varphi_1, \ldots, \varphi_n$ sont des fonctions d'espace orthonormées et α, β les deux fonctions de spin. P est l'opérateur de permutation des 14 électrons de la molécule, et p sa parité. Les fonctions φ_i étant développées dans un espace χ $\left(\varphi_i = \sum_P \chi_p c_{pi}\right)$, on sait (1) que les c_{pi} sont donnés par les équations

$$(2) \qquad F c_i = \varepsilon S c_{ii},$$

ou F et S sont les réprésentatives des opérateurs de Fock et de l'identité dans la base χ. $(-\varepsilon_i)$ est l'énergie d'ionisation verticale de l'état i (c'est-à-dire avant la perturbation du reste de la molécule).

Nous avons pris pour base χ onze fonctions d'onde atomique réelles :

$$(1s)_C,\ (1s)_N,\ (1s)_H,\ (2s)_C,\ (2pz)_C,\ (2s)_N,\ (2pz)_N,\ (2px)_C,\ (2px)_N,\ (2py)_C,\ (2py)_N$$

L'axe Oz est dirigé suivant HN. Nous prendrons les fonctions χ_p dans l'ordre ci-dessus. Nous avons adopté les fonctions (3) de Duncanson et Coulson, orthonormées pour chaque atome; de sorte que la base χ n'est pas orthogonale. L'introduction de ces fonctions dans les équations (2) conduit à calculer de nombreuses intégrales que nous avons publiées précédemment (4).

La molécule est dans l'état Σ^+, et appartient donc au groupe de symétrie $c_{\infty v}$. Les fonctions $(1s)$, $(2s)$, $(2p_z)$ appartiennent à la représentation σ de ce groupe, et les fonctions $(2p_x)$, $(2p_y)$ à la représentation π. L'équation se trouve

(*) Séance du 8 novembre 1954.

(1) C. C. J. Roothann. *Rev. Mod. Phys.*, 23, 1950 p, 69.

(2) J. N. Simmon, W. E. Anderson et W. Gordy, *Phys. Rev.* 77, 1950, p. 77; A. N. Jr Nethercot, J. A. Klein et C. H. Townes, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 798 L.

(3) W. E. Duncanson et C. A. Coulson, *Proc. Roy. Soc. Édim.*, 62, 1944, p. 37.

(4) Bassompierre, *J. Chim. Phys.*, Juillet 1954.

ainsi sécularisée en une équation du 7ᵉ ordre et deux du 2ᵉ ordre. D'autre part les états $(1s)$ ne se combinent que très peu aux autres états, qui sont d'énergies très différentes. Il apparaît en conséquence que l'équation du 7ᵉ ordre est sécularisée en deux équations du 1ᵉʳ ordre et une du 5ᵉ ordre. Les seuls niveaux remplis sont : les états $(1s)$, trois états σ correspondant à l'équation du 5ᵉ ordre et un état pour chacune des équations du 2ᵉ ordre.

L'opération F étant une fonction quadratique des vecteurs c_i cherchés, nous avons résolu les équations par itération. La méthode de Mayot [5] nous a permis de résoudre les équations aux valeurs propres du 5ᵉ ordre. Le champ est devenu « self-consistent » à quelques millièmes près à la 10ᵉ itération. Nous obtenons :

$$c_{33} = 0,165, \quad c_{34} = 0,002, \quad c_{35} = -0,159, \quad c_{88} = c_{10,10} = 0,575;$$
$$c_{43} = 0,439, \quad c_{44} = 0,001, \quad c_{45} = 1,200, \quad c_{98} = c_{11,10} = 0,657;$$
$$c_{53} = -0,388, \quad c_{54} = 0,267, \quad c_{55} = 0,189, \quad c_{11} = c_{22} = 1;$$
$$c_{63} = -0,680, \quad c_{64} = 0,016, \quad c_{65} = -0,037;$$
$$c_{73} = 0,324, \quad c_{74} = 1,042, \quad c_{75} = 0,484,$$

(les autres coefficients sont nuls).

Les énergies d'ionisation verticale des niveaux 8 et 5 ont été trouvées [6] expérimentalement égales à 13,7 et 26,3 eV. Nous obtenons pour ces mêmes niveaux 17,3 et 26,4 eV. L'évaluation du niveau 8 a été rendue imprécise par suite d'un effet de différenciation.

L'étude du dipôle électrique et de certains couplages quadrupolaires nucléaires nous fourniront ultérieurement d'autres moyens de confronter cette fonction d'onde avec l'expérience.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la coupure des α-aminonitriles par l'hydrure double de lithium et d'aluminium* II. *Coupures dues à la conjugaison.* Note de M. **Zoltan Welvart**, présentée par M. Marcel Delépine.

La réaction de coupure des α-aminonitriles (I) sous l'action de $LiAlH_4$ peut être due entre autres causes à l'existence d'une conjugaison entre le C_α, l'amine et l'un des substituants R_1 ou R'.

Il est connu que les α-aminonitriles (I) peuvent donner des monoamines (II) et des diamines (III). Les diamines (III) proviennent de la réduction habituelle de la fonction nitrile (réaction *a*), tandis que la formation des monoamines (II) est due à une réaction de coupure (réaction *b*).

---

(5) Mayot, *Ann. Astrophys.*, 13, 1950, p. 282.

(6) Kusch, Hurtrulid et Tate, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 840.

Nous avons montré précédemment [1] que si l'on effectue la réduction d'un α-aminonitrile (I) au moyen de $LiAlH_4$, l'encombrement stérique créé par certains substituants R_I et R_{II} de la fonction amine peut entraver la réduction de la fonction nitrile; dans ce cas, le résultat de la réduction est uniquement la réaction de coupure *b* [2].

$$\underset{\text{(II)}}{\begin{matrix} & R' \\ R_I\diagdown & | \\ \diagup N—C—H \\ R_{II} & | \\ & R'' \end{matrix}} \overset{b}{\leftarrow} \underset{\text{(I)}}{\begin{matrix} & \delta+ \quad R' & \delta- \\ R_I\diagdown & | & \\ \diagup N——C_\alpha & \cdots & CN \\ R_{II} & | & \\ & R'' & \end{matrix}} \overset{a}{\rightarrow} \underset{\text{(III)}}{\begin{matrix} & R' \\ R_I\diagdown & | \\ \diagup N—C—CH_2NH_2 \\ R_{II} & | \\ & R'' \end{matrix}}$$

Cependant, la réaction de coupure était également prévisible dans le cas où les divers substituants de la fonction amine et du carbone α augmentent la polarité de la liaison C_α—CN des α-aminonitriles (I).

On peut admettre que la polarité de la liaison C_α—CN augmente chaque fois que la charge δ^+ est répartie non seulement entre la fonction amine et le carbone α, mais entre un plus grand nombre d'atomes. Cette condition peut être réalisée par la conjugaison de ces deux atomes avec un de leurs substituants R′ ou R'_I. De cette façon, la charge δ^+ va être répartie entre tous les atomes du système conjugué, qui sont, dans les cas étudiés, la fonction amine, le C_α et les carbones du noyau phényle. Une des conditions primordiales de cette conjugaison est la coplanéité de ces trois groupements, le noyau aromatique étant fixé soit sur l'azote (R_I = Ph) soit sur le carbone C_α (R′ = Ph).

$$\overbrace{C_6H_5—N—C_\alpha}^{\delta+} \quad \vdots \quad CN \} \delta- \qquad\qquad \overbrace{N—C_\alpha—C_6H_5}^{\delta+} \quad CN \} \delta-$$

Les modèles atomiques (Stuart) montrent que cette coplanéité est possible dans tous les cas étudiés, lorsque le noyau phényle est un substituant de l'amine (R_1 = Ph). Nous avons effectivement constaté (*voir* tableau) que la coupure *b* a lieu dans tous les composés N-phénylés (A, B, C) indépendamment des substituants fixés sur le carbone α.

---

(1) WELVART, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2536.

(2) En ce qui concerne l'effet stérique des substituants R_I et R_{II}, nous publierons prochainement quelques résultats expérimentaux qui nous permettent d'admettre que l'effet stérique direct de ces groupements se manifeste surtout par une inhibition de la réactivité du CN. Nous montrerons également l'influence semblable des groupements R′ et R″, substituants du C_α.

	Aminonitriles [3]				Réactions	
	RI.	RII.	R′.	R″.	*a.*	*b.*
A..........	Ph	H	H	H	+	+
B..........	Ph	H	Ph	H	+	+ [4]
C..........	Ph	H	CH_3	CH_3	+	+
D..........	H	H	Ph	H	+	+
E..........	C_2H_5	C_2H_5	Ph	H	+	[1]
F..........	—$(CH_2)_5$—		Ph	H	+	— [5]

Par contre, quand le groupement phényle est fixé sur le carbone α(R′=Ph) la coplanéité ne peut exister que si la fonction amine ne porte pas de substituant. Dès que cette fonction est substituée, la coplanéité et, par conséquent, la conjugaison de C_α, N et du noyau phényle, est supprimée. En effet, nous avons constaté la réaction de coupure pour le composé D, tandis que dans le cas des composés E et F, la réaction de coupure ne se produit plus.

Ces résultats montrent nettement l'influence exercée par la polarité de la liaison C_α—CN sur l'évolution de la réduction. Ils montrent également que l'encombrement stérique créé par les substituants de la fonction amine se manifeste de deux façons : ils peuvent, dans un cas, par un effet stérique direct sur la fonction nitrile, supprimer la réduction normale *a*, dans d'autres cas, par leur effet stérique indirect, supprimer la conjugaison et par conséquent la réaction de coupure *b*.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation de naphtisatines sulfonées : contribution à l'étude de la réaction.* Note de M. **Ernest Cerutti**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le propanone-dioate d'éthyle, en milieu acide acétique-acétate de sodium bouillant, est vraisemblablement l'agent d'oxydation des produits intermédiaires en isatines.

Dans une première Note [1], nous avons indiqué une méthode de synthèse de naphtisatines monosulfonées. En utilisant un mode opératoire très voisin, J. Martinet [2] avait obtenu les α- et β-naphtisatines elles-mêmes. Cet auteur a montré que l'on isolait tout d'abord un éther dioxindol-carbonique-3 (I). (Nous écrirons les formules pour le cas où l'on fait réagir

---

[3] La réduction a été effectuée dans les conditions déjà décrites [1]. Le rapport *a/b* est environ 7/3 pour les composés A, B et C. Il n'est qu'environ 8/2 pour le composé D.

[4] Léonard, Leubner et Burch, *J. Org. Chem.*, 15, 1950, p. 979.

[5] Welvart, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1921.

[1] E. Cerutti, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2540.

[2] *Ann. Chim.*, [9], 11, 1919, p. 15.

le mésoxalate d'éthyle avec la β-naphtylamine). Une fois saponifié à l'abri de l'air, ce composé se décarboxyle en un dioxindol (II) lorsqu'on repasse en milieu acide. En milieu alcalin, ce dioxindol s'oxyde aisément à l'air en donnant finalement une solution jaune d'isatate alcalin (III). En acidifiant cette solution, l'isatine (IV) précipite.

$CO_2C_2H_5$ — C—OH — CO — NH (I); CH OH — CO — NH (II); CO—CO_2K — NH_2 (III); CO — CO — NH (IV)

Or, notre réaction fournit directement une isatine, sans que l'on puisse isoler de produits intermédiaires. Cela tient sans doute à ce que l'on opère, non dans l'acide acétique seul, mais dans une solution bouillante d'acétate de sodium trihydraté dans l'acide acétique. Et, de fait, si l'on condense la β-naphtylamine avec l'éther mésoxalique en présence d'acétate, il se forme bien des quantités notables de β-naphtisatine (IV). Au cours d'une telle réaction, il faut nécessairement qu'il se produise une oxydation puisque l'éther dioxindol-carbonique-3 (I) et le dioxindol (II) sont à un degré d'oxydation inférieur à celui de l'isatine.

L'oxygène de l'air ne doit pas intervenir dans la réaction, car on ne constate pas de variations sensibles de rendement en opérant en atmosphère inerte avec le sel de Broenner (amino-2-sulfo-6). Il n'y a pas non plus dismutation du dioxindol en oxindol et isatine, comme cela avait été constaté pour l'acide dioxindol-carbonique-4 ([3]). La condensation du sel de Broenner avec des quantités équimoléculaires et des quantités doubles de mésoxalate fournit des rendements moyens en isatine de 30 et 48 %. Cela pourrait s'expliquer en admettant qu'une partie de l'éther mésoxalique agisse comme oxydant.

Une première expérience nous a permis de mettre en évidence ces propriétés oxydantes, à vrai dire assez inattendues. Le benzo-4.5 dioxindol-sulfonate-3' de sodium, obtenu par réduction hydrosulfitique de l'isatine, ne s'altère que lentement dans un mélange bouillant d'acide acétique-acétate à l'abri de l'air. Mais si l'on y ajoute de l'éther mésoxalique, il se trouve oxydé en quelques minutes et le mélange réactionnel devient rouge foncé. Si l'on part du β-naphto-dioxindol (II) lui-même, on constate aussi une oxydation très rapide en β-naphtisatine (IV); par contre, cette réaction paraît plus limitée en l'absence d'acétate.

([3]) J. Von Braum et J. Hahn, *Ber.*, 56, 1923, p. 2343.

Il semble donc que l'acétate de sodium soit nécessaire pour que les propriétés oxydantes du mésoxalate d'éthyle se manifestent pleinement. Or, il se trouve que cet éther est rapidement saponifié par une solution bouillante d'acétate de sodium trihydraté dans l'acide acétique. Il se forme avec un très bon rendement du mésoxalate de sodium $(OH)_2C(COONa)_2$ qui a été identifié par dosage du sodium et par sa transformation en la phénylhydrazone de l'acide mésoxalique [4]. Par contre, la solution bouillante acide acétique-acétate ne paraît pas agir sensiblement sur les éthers dioxindol-carbonique-3, comme l'éther β-naphto-dioxindol-carbonique-3 (I). C'est donc l'éther dioxindol-carbonique-3 lui-même qui serait oxydé par le mésoxalate d'éthyle en présence d'acétate. Ce sel est indispensable, car l'éther β-naphtodioxindol-carbonique-3 (I) n'est pas sensiblement oxydé par le mésoxalate d'éthyle en solution acétique. Il ne paraît pas l'être non plus par le mésoxalate de sodium en milieu acétique, même si l'on a soin d'ajouter suffisamment d'eau pour dissoudre ce mésoxalate.

Pour que la démonstration fût tout à fait valable, il aurait fallu opérer avec un éther α- ou β-naphto-dioxindol-carbonique-3 sulfoné. Néanmoins les diverses expériences effectuées semblent bien montrer que l'agent oxydant est un composé sans doute intermédiaire entre l'éther mésoxalique et le mésoxalate de sodium. En outre, la saponification rapide du mésoxalate d'éthyle explique les rendements assez faibles en naphtisatines sulfonées. En effet, le mésoxalate de sodium ne se condense plus avec les acides naphtylamine-sulfoniques et, d'autre part, il ne paraît pas non plus agir comme oxydant.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques propriétés des organoaluminiques α-éthyléniques et α-acétyléniques.* Note de M. **Marcel Gaudemar**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les organoaluminiques obtenus à partir du bromure de propargyle et du bromure d'allyle réagissent normalement sur les chlorures d'acides, les esters, les sels d'acides et même les acides, pour conduire à des alcools tertiaires sans intermédiaires ; ils semblent ne pas donner de réaction avec le gaz carbonique et les acétyléniques vrais.

Dans une Note précédente Prévost et Gaudemar [1] ont signalé la possibilité de transformer presque intégralement en organoaluminiques correspondants le bromure de propargyle et le bromure d'allyle ; il y a vraisemblablement formation du mélange en équilibre des quatre corps R_3Al, R_2AlBr, $RAlBr_2$, $AlBr_3$, tous solvatés. Pour la simplicité du langage, et par analogie avec les organo-

---

(4) F. D. Chattaway et H. J. Harris, *J. Chem. Soc.*, 121, 1922, p. 2703.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 282.

magnésiens, nous proposons de donner le nom de bromure d'alcoylaluminium au réactif organométallique contenant les quatre composés ci-dessus et de le représenter par : $RAl_{2/3}Br$, (solvant).

Il avait été montré que le bromure de propargylaluminium et le bromure d'allylaluminium se condensaient régulièrement aux aldéhydes et aux cétones pour engendrer des alcools secondaires ou tertiaires avec d'excellents rendements; il nous a paru intéressant d'étudier les propriétés de ces composés organométalliques nouveaux afin de préciser les possibilités qu'ils peuvent offrir en synthèse.

Les réactions sur le formiate d'éthyle et le chloroformiate d'éthyle nous ont permis d'obtenir les alcools suivants : diallycarbinol, triallylcarbinol, dipropargylcarbinol et tripropargylcarbinol. Dans les mêmes conditions, le bromure de propargylmagnésium ne nous avait pas permis de réussir la préparation de ces deux derniers alcools. Ceux-ci sont nouveaux; voici leurs constantes :

$$(HC \equiv C—CH_2)_2CHOH, \quad É_{30}\ 81\text{-}82^\circ; \quad n_D^{18}\ 1,475; \quad d_4^{18}\ 0,969,$$
$$(HC \equiv C—CH_2)_3COH, \quad É_{20}\ 107^\circ; \quad n_D^{19}\ 1,500; \quad d_4^{19}\ 0,982.$$

Les bromures d'allyl- et propargylaluminium se condensent régulièrement à l'acétate d'éthyle ; il se forme le méthyldiallylcarbinol et le méthyldipropargylcarbinol ; celui-ci n'était pas connu.

$$(HC \equiv C—CH_2)_2COH—CH_3, \quad É_{16}\ 68^\circ; \quad n_D^{17}\ 1,471; \quad d_4^{17}\ 0,944.$$

Dans tous les cas les rendements ont été supérieurs à 60 %.

Avec des rendements légèrement inférieurs, les deux alcools précédents ont été obtenus par action des réactifs aluminiques sur le chlorure d'acétyle, l'acide acétique et l'acétate de sodium.

Nous avions espéré pouvoir limiter les réactions aux stades intermédiaires en introduisant l'aluminique dans un excès de réactif ; ces essais, conduits à diverses températures variant de —40° à 0° ont montré que la réaction ou bien était nulle ou bien conduisait directement à l'alcool tertiaire.

Les acétyléniques vrais et le gaz carbonique ne semblent pas réagir sur les organoaluminiques, même dans des solvants à point d'ébullition plus élevé que celui de l'éther. Nous n'avons pas réussi à condenser les nitriles en imines ou en cétones ; il y a polymérisation du nitrile, tout au moins dans les conditions de nos essais. Enfin les divers solvants convenant à la préparation des organomagnésiens sont parfaitement utilisables pour l'obtention des organoaluminiques solvatés.

Nous nous attachons maintenant à généraliser la méthode ; les homologues supérieurs du bromure de propargyle, primaires ou secondaires, et dont

certains ne donnent pas de magnésien, attaquent régulièrement l'aluminium dans l'éther anhydre pour engendrer un dérivé métallique.

Il résulte de ces premières expériences que le domaine d'utilisation des aluminiques semble plus restreint que celui des magnésiens ; toutefois dans ce domaine nos réactifs se montrent d'un emploi plus avantageux.

GÉOLOGIE. — *Les transgressions du Lias sur le glacis de Thouars.* Note de M. **Jean Gabilly**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Sur la bordure N-E du Massif Vendéen, l'examen détaillé des affleurements du Lias permet de reconstituer la morphologie de l'ancien littoral toarcien d'une part, et celle de la pénéplaine permotriasique d'autre part. Cette étude nous amène également à distinguer plusieurs étapes dans la transgression du Lias supérieur sur le socle primaire.

On observe des pointements granulitiques à travers les sédiments du Lias à Louin, Airvault, Soulièvres, Availles-Thouarsais, Saint-Varent et Ligron. Ce sont le plus souvent, des pitons ou des aiguilles rocheuses de dimensions assez réduites (en coupe : 5 à 8 m de haut sur 10 à 50 m de long). Ils présentent de nombreuses anfractuosités comblées par des formations bréchiques qui renferment toute une faune de Gastropodes littoraux. D'autres exemples de pitons rocheux recoupant les assises du Lias ont été figurés par A. Fournier (1) sur les coupes des tranchées de l'ancienne ligne Paris-Bordeaux (tranchées de Saint-Jacques de Thouars et de Bouillé Saint-Varent). Plus récemment, G. Mathieu (2) a décrit un récif fossile entre Airvault et Soulièvres. Depuis Saint-Loup-sur-Thouet jusqu'à Ligron, il y avait donc, au Lias supérieur, une *côte rocheuse de type atlantique* approximativement perpendiculaire à la direction sudarmoricaine des plissements primaires et présentant de nombreux îlots et récifs en avant du rivage.

Par contre, au niveau des schistes du Briovérien de Démoulines en Airvault, et du Chillou, la surface du socle est régulièrement aplanie comme l'avait déjà remarqué J. Welsch (3) à Thouars et à Vrines. Suivant J. Bourcart (4), une telle surface de discordance avec pitons granulitiques et schistes parfaitement nivelés, représente une topographie ancienne due à l'érosion subaérienne et qui daterait donc ici du Permo-Trias. Ce type de relief paraît bien correspondre à un climat subdésertique et se trouve fossilisé sous les sédiments du Lias.

L'invasion de la pénéplaine permotriasique s'est faite progressivement,

(1) *Lignes Chem. Fer. Poitou.*, Ch. Reversé, Saint-Maixent, 1891.

(2) *Bull. Soc. géol. Fr.*, (5), **18**, 1948, p. 478.

(3) *Mém. Soc. Sc. Nat. Deux-Sèvres*, Niort, 1911, p. 24-25.

(4) *Les Frontières de l'Océan*, Albin Michel, Paris 1952, p. 166-67.

après l'ouverture, au Domérien, du Détroit poitevin. Il semble y avoir eu d'abord deux golfes au Charmouthien supérieur et à la base du Toarcien : l'un dans la région de Thouars, Vrines et Ligron, l'autre, plus au Sud, de Lamairé à Louin. Les sédiments détritiques grossiers qui s'y sont déposés ont donné des grès et des poudingues à galets de quartz dont l'ensemble constitue le « *grison de Thouars* ».

Puis, au Toarcien, la mer a débordé vers l'Ouest atteignant Cersay, Saint-Varent et Amailloux ([5]). La transgression du Toarcien s'est donc étendue plus loin qu'on ne l'avait tout d'abord supposé, sauf dans la région comprise entre les deux golfes domériens. Dans cet intervalle, on observe une série de faciès spéciaux : brèches à gastropodes au Toarcien inférieur, calcaire à entroques au Toarcien moyen, lumachelles à grands lamellibranches au Toarcien supérieur. Les zones à *Harpoceras falciferum* et à *Hildoceras bifrons* sont parfois très minces (région d'Airvault et d'Availles) mais toujours présentes.

Au début de l'Aalénien, il y a encore eu un nouveau recul de tout le littoral en direction d'Argenton-Château et de Bressuire. A Massais et au Breuil-sous-Argenton, on rencontre en effet à la surface de la granulite des blocs épars qui renferment parfois des Ammonites de l'Aalénien inférieur (*Pleydellia mactra*). A partir de la zone à *Pleydellia aalense*, d'autre part, le faciès marneux devient uniforme dans toute la région, même dans le secteur des récifs toarciens. Ceux-ci ont été complètement recouverts par les marno-calcaires à *Lioceras opalinum*.

Progressant d'Est en Ouest, les mers du Lias supérieur ont donc envahi peu à peu une pénéplaine dont les *monadnocks* granulitiques ont formé jusqu'à l'Aalénien inférieur des récifs le long de la côte. Des phénomènes analogues décrits par A. Bigot ([6]) ont marqué la transgression du Lias sur le Bocage Normand. Par conséquent, les deux extrémités Nord et Sud du Massif Armoricain présentaient au Domérien une morphologie semblable.

GÉOLOGIE. — *Traces d'actions périglaciaires anciennes dans l'île d'Oléron.*

Note de Mlle **Ruth Fridman**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La présence d'un « *head* » cryoturbé dans le Nord de l'île d'Oléron, ainsi que celle de sables et de cailloux façonnés par le vent, indiquent que ce territoire s'est trouvé soumis à des actions périglaciaires intenses, liées probablement à la dernière phase glaciaire — peu avant l'Holocène.

On trouve dans l'île d'Oléron des traces multiples d'une action éolienne liée à un climat froid ; elles y sont assez marquées et dispersées pour attester

([5]) G. Mathieu, *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, 51, n° 239, 1953, p. 58.

([6]) *La Basse-Normandie*, Caen, 1942, p. 36.

un phénomène général, très certainement antérieur à la séparation de cette île d'avec le continent.

Ce n'est guère qu'autour de la pointe Nord de l'île, aux côtes rocheuses taillées en falaise, que l'on peut observer les couches sous-jacentes aux dunes actuelles, ainsi que dans de rares carrières.

1. *Le « head ».* — On peut suivre un « *head* » typique, de la digue du Douhet, où il surmonte le Portlandien supérieur (calcaire lithographique), jusqu'à Chaucre, où il se trouve sur un calcaire cénomanien blanc à organismes; à l'Ouest de Chassiron, il repose sur du calcaire lithographique en plaquettes (Portlandien inférieur). Partout, il consiste en fragments de la roche sous-jacente noyés dans un matériel plus fin. Les différences locales de composition laissent pressentir que ce « *head* » résulte essentiellement de la dégradation sur place par le gel, des couches géologiques superficielles, sans cheminement accentué du matériel.

L'écoulement semble plus marqué au voisinage des vallons : un matériel, trop peu mobile pour donner lieu, sur les surfaces de faible pente, au glissement généralisé d'une nappe, était capable de s'accumuler dans les dépressions, après avoir coulé sur leur flanc. Le déplacement, limité, du sol a donc été commandé par les pentes du modelé préexistant, en partie conservé d'ailleurs grâce au « *head* ». L'épaisseur très variable de la couche, et le fait, plus significatif encore, que le dépôt s'interrompt avec le relèvement du relief sous-jacent, alors qu'il emplit les zones déprimées, confirment l'origine autochtone du « *head* ». Le passage très progressif de la roche en place fissurée (il s'agit de calcaires et de marnes tendres et gélifs) au « *head* » qui la surmonte appuie cette interprétation.

2. *Cryoturbation superficielle.* — En bien des gisements, la surface du « *head* » présente des traces manifestes de cryoturbation : festons si réguliers par endroits qu'ils évoquent des coupes de sol polygonal, dont les éléments auraient environ 80 cm de diamètre. Les études de pédologie en climat froid ont montré que les modifications du sol, sous l'effet du gel et des phénomènes connexes (émiettement des roches, solifluxion due à la présence d'un tréfonds gelé : « *tjäle* » des Scandinaves, etc.), n'affectent guère qu'une épaisseur de 1 à 3 m. C'est bien l'ordre de grandeur atteint ici, dans les cas où l'on peut observer à la fois la partie supérieure, cryoturbée, du « *head* » et la base de ce dépôt.

D'autres exemples de solifluxion, bien que typiques, ne seront pas détaillés ici.

3. *Sables et cailloux façonnés par le vent.* — Le « *head* » a été profondément raviné par endroits. Sa dégradation paraît s'être opérée peu de temps après l'élaboration des sols, dont l'érosion a été fixée, à des stades divers, par une couverture de sable d'aspect et de nature fort variables suivant les lieux : sables fauves éolisés ou gravier sableux, parfois très riche en fer

et en argile. Ce dernier emplit des poches creusées dans le « *head* »; leur profondeur dépasse parfois 1 m; leur largeur, très variable, peut atteindre 6 m; certaines de ces poches, étroites et longues, doivent dériver de fentes en coin produites par le gel. Tous ces dépôts sont antérieurs à la dune actuelle, et semblent être à peu près contemporains : chacun repose, à l'occasion, sur le sol cryoturbé. Ceci porte à croire que leur dépôt s'est effectué très rapidement, et qu'il a suivi de peu les derniers effets importants d'un gel superficiel.

Sauf le gravier de Chassiron, dont les grains anguleux s'accompagnent de mica, ces sables renferment une proportion notable de grains de quartz éolisés : la fraction comprise entre 0,49 et 0,9 mm en comporte 35 à 87 %, dont beaucoup sont ronds-mats.

Des traces d'éolisation tout aussi évidentes existent également sur une grande partie des grains plus gros. Et quand la matrice du « *head* », très calcaire, visiblement composée de roche locale très écrasée, comporte quelques grains de quartz, ceux-ci sont en majorité façonnés par le vent.

La présence de tels grains est bien connue pour des régions voisines : Vendée, île de Ré, divers points de la Saintonge, du Bordelais et des Landes; des gisements de cailloux éolisés y ont également été signalés, mais ils y sont plus rares [1].

Ces phénomènes sont liés à un climat froid, dans une zone éloignée de tout glacier : les plus rapprochés de la région qui nous occupe avaient été ceux des Alpes, et peut-être encore ceux du Massif Central. Il s'agit donc ici de ce que A. Cailleux [2] appelle « actions périglaciaires lointaines ».

A l'époque où l'île d'Oléron les subissait, la transgression flandrienne n'était certes pas encore assez avancée pour que le niveau moyen de la mer ait atteint la cote — 20. Le continent se prolongeait donc alors vers l'Ouest par une vaste zone d'épandage encore proche de la mer, pourvoyeuse de sable. Sur un tel désert froid, les dépôts pouvaient s'uniformiser sur une grande étendue, relativement peu accidentée en dehors des reliefs qui correspondent aux îles actuelles; ainsi peut s'expliquer l'intensité des actions éoliennes flandriennes connues dans toute la région.

Les cailloux polis par le vent, plus rares, sont généralement inclus dans des sables à éléments éolisés; mais les plus beaux proviennent du gravier roux anguleux du Nord de l'île; ils sont de quartz, de coloration variée. Bien que l'on en ait signalé dans la région, il ne semble pas que l'on en ait cité, jusqu'à présent, pour l'île. Or le poli éolien, relativement fragile, disparaît dès que les galets qui le portent sont remaniés; Cailleux en a

---

(1) *Cf.* la carte de Cailleux *in Bull. coll. Carte géol. Fr.*, n° 240, 51, 1953, p. 1-24.

(2) *Les actions éoliennes périglaciaires en Europe*, *Mém. Soc. géol. Fr.*, nouvelle série, n° 46, Paris, 1942.

conclu que des cailloux éolisés ne pouvaient donc provenir, avec quasi-certitude, que de la dernière phase éolienne en un lieu donné. C'est la présence de tels cailloux qui incite à ne faire remonter les phénomènes signalés ici qu'à la période postérieure à la dernière phase glaciaire, excepté peut-être le faciès éolien des grains de quartz, qu'un épisode climatique analogue avait déjà pu modeler : ainsi s'expliquerait mieux la présence de grains ronds-mats dans la masse même du « *head* ».

Une pointe néolithique recueillie dans l'un des sables ne peut introduire, pour l'instant, aucune précision chronologique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Relations entre l'ozone atmosphérique et les orages*. Note de Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'enregistrement continu de la concentration en ozone de l'air au voisinage du sol, comparé à l'enregistrement continu également d'un compteur de décharges orageuses, a montré une augmentation de cette concentration pendant les périodes d'orage. Les enregistrements ont permis de mettre en évidence le fait que la brusque croissance de la concentration précède toujours les premières décharges, de 3 h 30 en moyenne.

Un appareil enregistreur pour le dosage de la concentration en ozone de l'air au niveau du sol ([1]) fonctionne depuis le mois d'octobre 1953, sans interruption (sauf quelques heures pour le nettoyage) à la station scientifique du Val-Joyeux. L'intérêt de cet enregistrement continu est d'essayer de voir quels facteurs influent sur cette concentration qui est extrêmement variable au cours du temps; les variations sont le plus souvent d'apparence irrégulière; les valeurs obtenues oscillent entre une valeur quasinulle et $7{,}3.10^{-8}$ (concentration en volumes), valeur maximum obtenue le 8 juillet 1954 à 19 h; les valeurs les plus souvent rencontrées vont de $0{,}6.10^{-8}$ à 2.10^{-8}. Nous enregistrons simultanément la vitesse et la direction du vent.

A la même station fonctionne également depuis le 21 mai 1954 un appareil pour l'enregistrement des décharges orageuses; cet appareil construit au Laboratoire National de Radioélectricité ([2]) enregistre les décharges par l'intermédiaire des ondes radioélectriques de grande longueur d'onde qui leur sont associées; l'appareil est accordé sur 30 km. Le but du présent travail est la recherche des relations entre la concentration en ozone et les orages.

On sait en effet que Dobson ([3]) a le premier observé, pendant les orages, une augmentation considérable de la quantité d'ozone atmosphérique, la

([1]) J. Carbenay et A. Vassy, *Ann. Géophys.*, 9, 1953, p. 300.

([2]) G. Foldes, *Notes préliminaires du L. N. R.*, n° 148, 1951.

([3]) G. M. B. Dobson, *Proc. Roy. Soc.*, 185, 1946, p. 144.

mesure étant faite sur la totalité de l'ozone présent dans l'atmosphère au-dessus du lieu d'observation. Le phénomène est dans ce cas rendu difficilement observable par le fait que l'augmentation d'ozone due à l'orage est noyée dans l'épaisseur totale, et nous avons de plus voulu voir si cette augmentation était sensible au niveau du sol.

Pour examiner le problème d'une manière un peu générale, nous avons relevé sur les *Bulletins Quotidiens de Renseignements de la Météorologie Nationale* les orages observés dans un rayon ne dépassant pas 800 km autour de la station. En comparant avec le compteur de décharges orageuses, nous constatons que ce compteur a fonctionné dans 50 % environ des cas, la distance de l'orage ne paraissant pas intervenir de façon nette. Naturellement, la sensibilité de l'instrument limite le nombre d'orages enregistrés. En comparant avec l'enregistreur d'ozone, nous voyons que dans 82 % des cas d'orages mentionnés au *Bulletin*, on observe une croissance rapide et importante de la concentration en ozone, croissance précédant les manifestations orageuses; l'heure du début de cette croissance se détermine facilement sur l'enregistrement.

Pour avoir une idée de l'avance de l'augmentation de la concentration en ozone par rapport aux décharges, nous avons relevé les heures de ces dernières sur l'enregistrement du compteur d'éclairs; cette avance est en moyenne de 3 h 30 mn, ce résultat portant sur une trentaine de périodes orageuses; on note naturellement l'heure de la première décharge s'il y en a une série.

Pour être complet, ajoutons que le compteur d'éclairs a enregistré des décharges dans quelques cas où aucun orage n'est signalé au *Bulletin quotidien de Renseignements*, en particulier si l'heure n'est pas celle des observations, c'est-à-dire 18 h et 6 h T. U.; mais alors on constate que ces décharges coïncident avec le passage d'un front froid dans la région de la station; elles accompagnent aussi des augmentations d'ozone, présentant également une avance de 3 h environ sur le moment des décharges.

Le décalage entre la croissance de l'ozone et la formation des éclairs s'expliquerait si l'on supposait que l'ozone est formé pendant la période de croissance des cumulonimbus, avant le stade de maturité qui donne naissance aux éclairs; mais nous voyons une difficulté dans le fait que nous observons cette croissance même pour des orages distants. Si la formation d'ozone est due à l'état électrique du nuage orageux, on voit mal comment l'effet peut être ressenti à plus de 100 km. Nous pouvons en effet envisager deux hypothèses : ou bien l'ozone est transporté depuis le nuage par les mouvements d'air descendant se produisant à partir du CuNb s'ils s'étendent assez loin; ou bien l'ozone est formé sur place grâce au champ électrique intense régnant près du sol en période de mauvais temps, ou par temps orageux. Pour choisir entre ces deux hypo-

thèses, il faudrait connaître des données qui font défaut dans l'un et l'autre cas; en effet on sait seulement qu'il y a des mouvements d'air descendant à partir du CuNb et progressant en avant de lui ([4]) et ce courant descendant, appelé dôme d'air froid, intéresserait une étendue limitée à quelques kilomètres. Nos travaux sont poursuivis pour essayer de préciser ces points. Notons que les orages d'hiver ne sont pas accompagnés de l'augmentation d'ozone que nous avons relatée ici.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Présence de la δ-yohimbine dans* Lochnera lancea (*Boj. ex A.DC*) *K. Schum. ou* Vinca lancea *Boj.* (*ex A. DC*). Note de MM. **Maurice-Marie Janot** et **Jean Le Men**, présentée par M. Marcel Delépine.

Lochnera lancea K. Schum. (Apocynacées) (plante décrite par Bojer sous les noms de *Vinca lancea* et *Vinca montana*) est une pervenche endémique à Madagascar, connue sous le nom vernaculaire de *Vonenia*. Poussant aussi bien en forêt que dans les brousses sèches ou les prairies humides, cette plante herbacée d'une trentaine de centimètres de hauteur, fleurit d'octobre à mai. Elle est fixée au sol par une racine pivotante assez forte (longueur, 10-15 cm; diamètre, 0,7 cm en moyenne), de couleur jaunâtre, à cassure nette.

Ces racines, de saveur très amère, sont utilisées par les malgaches en infusion ou décoction comme purgatives et vermifuges, ou en mastication pour combattre les névralgies dentaires.

Par son port, *Lochnera lancea* est proche de *Lochnera rosea* Reichb. (*Vinca rosea* L.). Cette dernière pervenche répandue dans toutes les régions tropicales a fait l'objet d'un récent travail ([1]). Elle renferme dans ses différentes parties un alcaloïde $C_{21}H_{26}O_3N_2$ cristallisé, indolique, à propriétés sympatholytiques, dénommé vincéine.

Poursuivant notre étude générale sur la composition chimique des pervenches, nous avons analysé un échantillon de *Lochnera lancea* récolté à Madagascar.

La poudre alcalinisée par l'ammoniaque est extraite par l'éther; la solution éthérée est épuisée par une solution chlorhydrique; les alcaloïdes sont déplacés par l'ammoniaque et extraits par l'éther.

La teneur en alcaloïdes totaux des parties aériennes (tiges et feuilles) est de 0,55 %, celle des racines est de 1,3 %. Dans un cas comme dans l'autre, ces bases brutes mises en solution dans le benzène et chromatographiées sur alumine, ont fourni par élution avec le même solvant, un même alcaloïde cristallisé blanc, qui est purifié par cristallisation dans le méthanol et subli-

([4]) H. R. Byers, *The Thunderstorm*, Washington, 1949.

([1]) R. Paris et H. Moyse-Mignon, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1993.

mation dans le vide. Il répond à la formule $C_{21}H_{24}O_3N_2$. P. M. 352,42; calculé %, C 71,57; H 6,86; N 7,95; OCH_3 8,8; trouvé %, C 71,5; H 7,0; N 8,1; OCH_3 8,8.

Nous résumons dans le tableau quelques-unes des constantes trouvées pour cet alcaloïde (3e ligne) et celles publiées pour la δ-yohimdine (2), d'une part (1re ligne) et d'autre part (2e ligne), pour la py-tetrahydroserpentine (3) ou Ajmalicine (4) (identifiée à la δ-yohimbine).

		Spectre ultraviolet								Spectre infrarouge
		maximum		inflexion		minimum		maximum		bandes d'absorption
F.	$[\alpha]_D$ (pyridine).	$\lambda_{m\mu}$.	log ε.	$\lambda_{m\mu}$.	log ε.	$\lambda_{m\mu}$.	log ε.	$\lambda_{m\mu}$.	log ε.	(μ).
253-254....	—50°	226	4,64	250	4,1	264	3,9	282	3,94	2,9; 5,9; 6,2; 9; 13,4
258-259....	—47°	226	4,7	250	4,0	262	3,8	281	3,9	—
260-261....	—60° (± 4°)	228	4,70	250	4,1	264	3,95	280	3,97	2,9; 5,9; 6,2; 9; 13,4

Le spectre infrarouge publié par Goutarel et Le Hir (2) pour la δ-yohimbine est superposable à celui obtenu avec notre alcaloïde, avec ses deux bandes à 5,9 et 6,2 μ caractéristiques du type ROOC—C=CH—O—C (5).

On peut donc affirmer que l'alcaloïde cristallisé extrait de *Lochnera lancea* est identique à l'Ajmalicine (3) provenant de *Rauwolfia serpentina* Benth., elle-même identique à la δ-yohimbine (6) extraite de l'écorce de diverses espèces de Yohimbé.

δ-yohimbine

Cette nouvelle identification d'un alcaloïde du groupe yohimbique, jointe au fait précédemment signalé (7) que *Vinca major* L. renferme de la réserpinine

(2) R. Goutarel et A. Le Hir, *Bull. Soc, Chim.*, 1951, p. 909-910.

(3) F. L. Weisenborn, M. Moore et P. A. Diassi, *Chem. and Ind.*, 1954, p. 375.

(4) M. W. Klohs, M. D. Draper, F. Keller, W. Malesh et F. J. Petracek, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1332.

(5) M.-M. Janot et R. Goutarel, *Bull. Soc. Chim*,, 1951, p. 588; F. E. Bader, *Helv. Chim. Acta*, 36, 1953, p, 215.

(6) A. Hofmann, *Helv. Chim. Acta*, 37, 1954, p. 849.

(7) M.-M. Janot et J. Le Men, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2550.

ou méthoxy-11 δ-yohimbine (également extraite de *Rauwolfia serpentina* Benth.), mérite d'être signalée, ce qui crée une parenté chimique indiscutable entre les genres *Rauwolfia* et *Vinca* de la même famille des Apocynacées.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la nuisance du bruit décelée par les potentiels recueillis en dérivation bi-occipitale.* Note de MM. **François Canac** et **Benjamin Bladier**, présentée par M. Jean Cabannes.

On a enregistré les potentiels recueillis en dérivation bi-occipitale, et les yeux fermés, de six sujets humains apparemment sains, avant et après les avoir soumis pendant environ 20 mn à un bruit blanc de 80 db ± 10 db de moyenne, pour des fréquences comprises entre 50 et 10 000 Hz. Ce bruit a été obtenu en plaçant sur une plaque d'aluminium, de 5 mm d'épaisseur et de 1,25 m^2 de surface, une machine à frapper standardisée [1].

Nous avons choisi pour donner un aperçu des différents aspects des tracés obtenus; trois passages correspondant respectivement à des ondes α (environ 10,5 Hz) puis à des ondes dont la fréquence est moins bien définie et enfin à une faible activité corticale (silence électrique); nous appelons ceux-ci : A, B, C, avant le bruit; E, F, G, quelques secondes après le bruit; I, J, K, 5 mn après le bruit et enfin M, N, O, 15 mn après le bruit. Tous ces tracés, relatifs à un même sujet sont obtenus avec le même gain d'amplification d'un appareil [2], dont le bruit de fond est réduit à l'épaisseur du trait des tracés. Les électrodes placées sur le sujet n'ont été ni déplacées, ni humidifiées au cours de l'expérience.

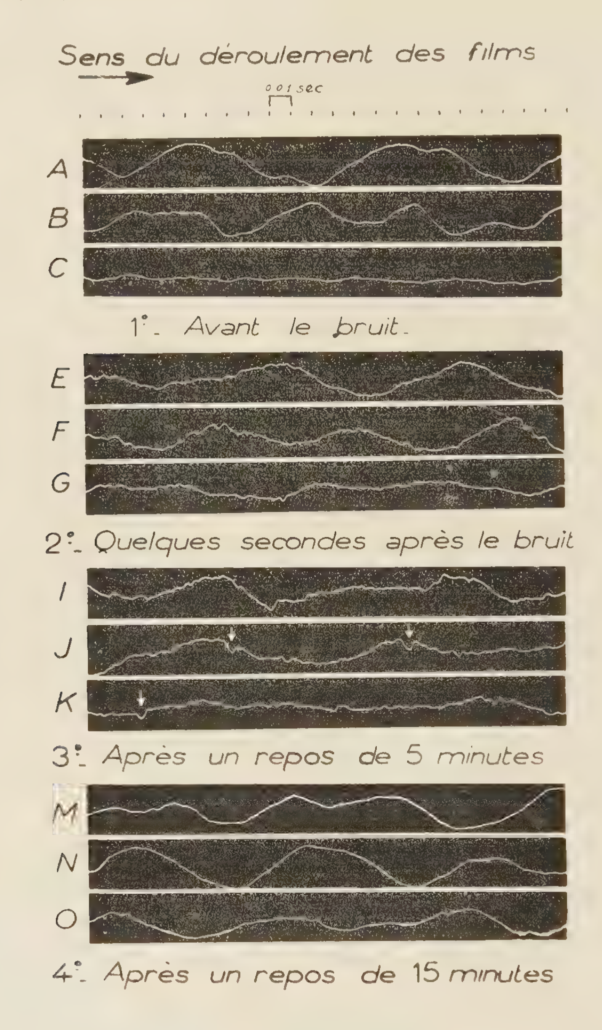
Comparativement aux tracés ABC, la nuisance du bruit se traduit sur les tracés E, F, G, I, J, K, par l'apparition nette de dentelures irrégulières formées, suivant les sujets de lignes brisées, parties abruptes, paliers, créneaux, pointes et petites oscillations d'aspect sinusoïdal. Tous ces accidents, superposés aux ondes de l'électro-encéphalogramme, persistent lorsque l'activité électrique corticale est très faible. Cet effet de nuisance n'est ni sporadique, ni continu, il se manifeste par vagues ou bouffées irrégulières mal définies, qui passent, pour certains sujets, par un maximum d'intensité immédiatement après le bruit, alors que pour d'autres, ce maximum ne semble atteint qu'après plusieurs minutes de repos après le bruit (exemple figure 3 où les dentelures des tracés I, J, K, non seulement persistent 5 mn après le bruit, mais paraissent plus amples que celles des tracés obtenus immédiatement après le bruit E, F, G). La durée de

---

(1) Conforme aux règlements du Colloque Internationnal d'Acoustique Architecturale de Marseille, *C. R. S. I. M.*, avril 1950, p. 19.

(2) B. Bladier, *Acustica*, 2, n° 1, 1952; *Les bruits de fond dans les amplificateurs*; *C. R. S. I. M.* Note n° 322, 1952.

cette réponse s'atténue en fonction du temps et ne disparaît qu'après un repos de 10 à 20 mn (sur la figure 4 on remarque que les tracés M, N, O, obtenus après un repos de 15 mn après le bruit, sont devenus semblables aux tracés A, B, C, obtenus avant le bruit).



Les activités de ces manifestations paraissent provenir d'origines différentes :

1° Les accidents en forme de pointes (repérés par des flèches sur les tracés) que l'on retrouve sur les tracés de tous les sujets après le bruit et, très rarement avant le bruit, semblent d'origine entra-encéphalique. Leurs caractéristiques, durée de l'ordre de 5 ms, amplitude d'environ 4 μV, leurs répartitions désordonnées et leurs aspects à sommet unique, les rendent semblables aux potentiels de fibre, traduisant une activité musculaire involontaire et spontanée. D'autres accidents moins nets, semblent traduire également une activité semblable, mais abortive.

2° Certains passages d'aspect sinusoïdal et de caractères discontinus pourraient provenir d'origine encéphalique. Comptés sur deux ou trois oscillations, on trouve des rythmes divers; toutefois ceux-ci semblent exister sur les tracés obtenus avant le bruit, mais leur amplitude trop faible, les rend douteux. La nuisance causée par le bruit permet de mieux les extérioriser, on y remarque des composantes différentes suivant les sujets qui se situent pour celui étudié, figure 2, aux environs des fréquences 150, 200, 250 et 380 Hz; plus élevées que celles trouvées par l'analyse ([3]). Enfin la présence dans les tracés de lignes brisées, de créneaux, etc. suggère l'existence de composantes encore plus élevées.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Une nouvelle méthode pour déterminer la courbe d'absorption du pourpre rétinien.* Note ([*]) de M. **Eric J. Denton**, présentée par M. Louis Fage.

Le dichroïsme des bâtonnets, découvert par Schmidt ([1]), nous fournit une méthode nouvelle pour déterminer la courbe d'absorption des bâtonnets. On se sert dans ce but de la préparation déjà décrite [Denton ([2])]. Après avoir disséqué une rétine d'animal sous l'éclairage d'une lampe rouge dans du liquide de Ringer, on la plie en deux et on la place dans le même liquide dans une petite chambre sur une lamelle porte-objet. La chambre est couverte par une lamelle couvre-objet. Au bout de la préparation, près du pli, les bâtonnets sont couchés sur le côté, l'un sur l'autre et la plupart sont alignés perpendiculairement au pli. On choisit dans cette préparation une portion uniforme et où l'effet dichroïque soit bien net; on projette l'image de cette région sur une fente étroite. De l'autre côté de la fente il y a un photomultiplicateur dont le courant de sortie est mesuré à l'aide d'un amplificateur et d'un voltmètre. On mesure la différence de densité optique correspondant aux deux portions du plan de vibration, l'un perpendiculaire aux bâtonnets et l'autre parallèle.

La figure montre quelques résultats des mesures qui ont été faites de cette manière sur des rétines de *Salamandra Maculosa*. Parmi les courbes, six sont relatives à des rétines qui n'étaient pas décolorées et deux à des rétines préalablement décolorées par de la lumière blanche.

Ces courbes montrent que la plus grande partie du dichroïsme des bâtonnets est causée par le pourpre rétinien. Les fragments des molécules

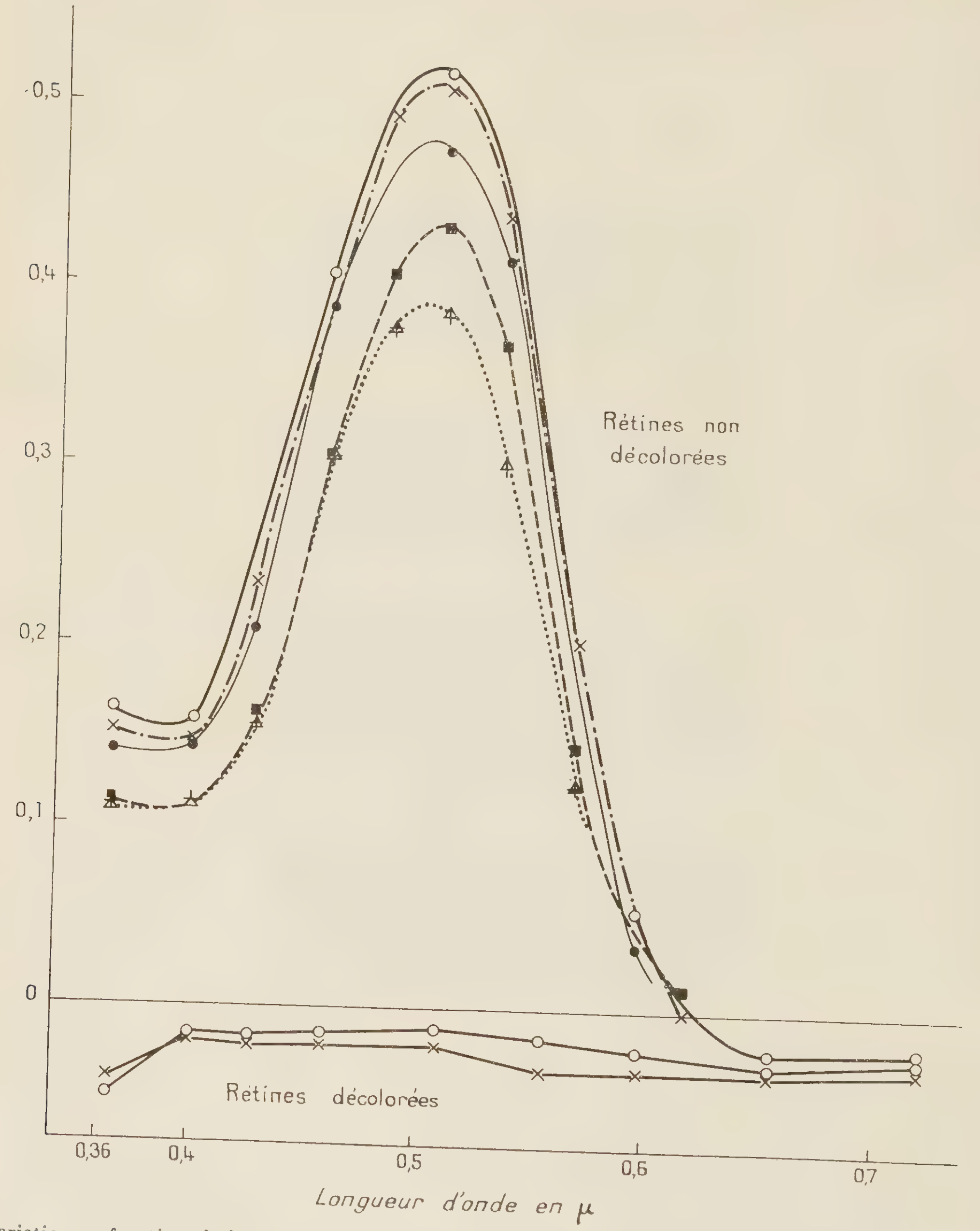
([3]) Y. Labrouste et B. Bladier, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 898.

([*]) Séance du 8 novembre 1954.

([1]) *Kolloidzschr*, 85, 1938, p. 137.

([2]) *J. Physiol.*, 124, 1954, p. 16-17.

du pourpre rétinien qui absorbent dans le visible et dans le proche ultraviolet sont alignés perpendiculairement à l'axe des bâtonnets [Denton ([3])].



Variation en fonction de la longueur d'onde (en abscisses) de la différence de densité suivant les deux orientations du plan de vibration (en ordonnées). Pour la rétine qui n'est pas décolorée l'absorption de la lumière verte (par exemple) est plus grande quand la vibration est perpendiculaire aux axes des bâtonnets, ici positif. Les rétines décolorées montrent pour toutes les longueurs d'onde un dichroïsme dans un sens contraire, ici négatif.

([3]) *J. Physiol.*, 124, 1954, p. 17-18.

ANTHROPOLOGIE. — *Recherches sur l'anthropologie des Françaises.* Note de

M[lle] **Suzanne de Félice**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une Note parue il y a 43 ans ([1]), Marie et Mac-Auliffe publiaient un tableau de nombres comprenant 12 mesures portant sur 255 Françaises ; c'était le premier travail sur l'anthropologie des Femmes.

Depuis, alors que plusieurs travaux importants ont été faits à l'Étranger sur la population féminine, aucun autre travail n'avait été effectué sur les Françaises, pourtant les premières en date à avoir attiré l'attention.

Pour remédier à cette lacune, nous avons étudié en détail 140 Françaises, provenant d'à peu près toute la France, normales, âgées de 20 ans 2 jours à 48 ans 11 mois, nées de parents et grands-parents français (6 seulement ayant un aïeul étranger) et appartenant principalement aux milieux médicaux ou universitaires : médecins, infirmières, masseuses, puéricultrices, assistantes sociales, professeurs, institutrices, étudiantes, assistantes de laboratoire, bibliothécaires, secrétaires, dactylographes, etc., à qui il faut adjoindre une vingtaine de femmes sans profession ou de professions diverses (3 ouvrières seulement).

Sur chacune de ces femmes, 118 caractères métriques et 23 caractères descriptifs ont été recueillis (19 740 données au total).

Le tableau ci-dessous exprime nos principaux résultats ([2]) :

	N.	$N \pm \sigma_M$.	Min.	Max.	σ.	V.
Poids	128	56,000 ± 0,606	44,000	76,600	6,86	12,25
Stature	140	159,96 ± 0,486	145,4	173,5	5,75	3,60
Taille assis	140	84,91 ± 0,235	75,4	93,7	2,79	3,29
Indice cormique	140	53,06 ± 0,098	50,4	56,1	1,16	2,18
Tronc.						
Hauteur suprasternale	140	130,25 ± 0,425	118,1	140,9	5,03	3,86
» relative	140	81,41 ± 0,054	79,9	83,0	0,65	0,80
Hauteur ombilicale	140	95,54 ± 0,352	83,5	103,7	4,17	4,36
» relative	140	59,66 ± 0,089	56,4	62,2	1,06	1,78
Hauteur symphysienne	140	82,04 ± 0,349	69,8	90,7	4,13	5,04
» relative	140	51,21 ± 0,118	47,2	54,0	1,40	2,74
Longueur antérieure du tronc	140	48,09 ± 0,209	41,6	54,7	2,48	5,16
» relative	140	30,10 ± 0,117	25,6	33,0	1,39	4,62
Largeur biacromiale	140	35,79 ± 0,131	31,5	39,8	1,56	4,36
» relative	140	22,35 ± 0,074	19,4	24,0	0,88	3,94
Largeur bicrête	140	29,76 ± 0,183	24,4	36,7	2,17	7,29
» relative	140	18,56 ± 0,102	15,8	22,3	1,21	6,52

([1]) *Comptes rendus*, **152**, 1911, p. 188.

([2]) Les mesures du corps sont évaluées en centimètres, celle de la tête en millimètres.

	N.	M ± σ_M.	Min.	Max.	σ.	V.
Indice acromio-iliaque	140	83,21 ± 0,505	69,9	100,8	5,98	7,18
Largeur du thorax	140	26,65 ± 0,145	23,2	34,0	1,72	6,45
Profondeur du thorax	140	18,38 ± 0,104	15,7	21,9	1,24	6,75
Indice thoracique	140	145,51 ± 0,819	121,4	173,6	9,70	6,67
Membre supérieur.						
Hauteur acromiale	140	130,29 ± 0,437	118,5	141,0	5,18	3,97
» relative	140	81,40 ± 0,076	79,3	83,7	0,90	1,10
Long. du membre supérieur	140	69,91 ± 0,261	63,5	78,3	3,09	4,42
» relative	140	43,65 ± 0,095	41,1	46,5	1,13	2,60
Longueur du bras	140	30,45 ± 0,127	27,4	34,9	1,51	4,96
» relative	140	19,01 ± 0,060	17,6	21,0	0,71	3,73
Longueur de l'avant-bras	140	22,91 ± 0,102	20,4	26,1	1,21	5,28
» relative	140	14,30 ± 0,049	13,3	15,3	0,58	4,05
Indice brachial	140	75,15 ± 0,212	67,1	81,5	2,51	3,37
Indice de la main	140	43,36 ± 0,143	39,7	49,0	1,70	3,92
Membre inférieur.						
Hauteur ilio-spinale	140	90,01 ± 0,360	78,5	99,0	4,26	4,74
» relative	140	56,23 ± 0,110	53,0	59,2	1,31	2,34
Indice intermembral	140	77,65 ± 0,163	72,6	83,3	1,93	2,48
Hauteur tibiale	140	42,00 ± 0,199	35,1	47,6	2,36	5,62
» relative	140	26,19 ± 0,083	23,1	28,5	0,99	3,78
Longueur de la cuisse	140	48,07 ± 0,219	41,1	53,5	2,60	5,41
» relative	140	29,99 ± 0,100	27,1	33,0	1,19	3,97
Indice crural	140	73,06 ± 0,403	60,4	85,5	4,77	6,52
» du pied	133	39,33 ± 0,127	36,5	43,5	1,47	3,73
Crâne.						
Longueur maximum de la tête	139	183,91 ± 0,473	169	201	5,58	3,03
Largeur » »	140	151,15 ± 0,437	139	162	5,17	3,42
Indice céphalique	139	82,20 ± 0,318	72,9	91,3	3,75	4,56
» fronto-pariétal	140	69,96 ± 0,229	64,1	78,1	2,72	3,88
Face.						
Largeur bizygomatique	140	134,17 ± 0,381	122	144	4,51	3,36
Haut. faciale morphologique	139	114,49 ± 0,450	99	131	5,31	4,64
» supérieure	140	72,55 ± 0,337	62	87	3,99	5,50
Indice facial morphologique	139	85,33 ± 0,360	74,4	96,8	4,25	4,98
» supérieur	140	54,14 ± 0,274	44,9	65,1	3,25	6,00
Largeur bigoniaque	140	99,80 ± 0,439	89	117	5,20	5,21
Indice zygo-mandibulaire	140	74,32 ± 0,283	65,2	83,2	3,35	4,51
» nasal	140	60,86 ± 0,553	44,2	78,5	6,55	10,76
» buccal	140	32,96 ± 0,471	17,6	45,0	5,58	16,92
» auriculaire	140	54,87 ± 0,308	45,9	66,6	3,64	6,63

En résumé, les Françaises comprennent 54,28 % de sujets de grande taille (les grandes statures débutant à 1,59 m), avec 52,14 % de métrioskèles et

49,28 % de métriocormes, les proportions du corps étant, en général, médiolignes. Le bassin est large dans 69,28 % des cas, le tronc rectangulaire dans une proportion de 93,57 %. Membre supérieur court : 87,85 %; jambe courte : 53, 57 %.

Elles comprennent 62,58 % de brachycéphales, 30,93 % de mésocéphales et 6,47 % de dolichocéphales. Le nez est étroit chez 90,71 % des sujets.

La pigmentation de la peau est plutôt claire : 47,14 % des cas; les yeux sont bruns : 41,42 % ou mêlés : 41,42 %; yeux bleus : 17,14 % seulement; les cheveux sont châtains, bruns ou noirs dans 83,57 % des cas et blonds dans 15 % des cas seulement (un sujet roux, un sujet blanc).

ANTHROPOLOGIE PHYSIOLOGIQUE. — *Distribution des types sanguins du système Rhésus chez les Vietnamiens du Nord.* Note de MM. **René Baylet** et **Vu Ngoc Hoan**, présentée par M. Léon Binet.

Les pourcentages des divers types sanguins du système Rhésus ont été recherchés chez 200 Vietnamiens de la région de Hanoï et du delta Tonkinois en utilisant les sérums anti C, anti D, anti E et anti *c*. Avec les trois premiers a été suivie la méthode de détermination en tubes, avec suspension des globules en milieu salin. Avec le sérum anti *c*, nous avons utilisé la méthode rapide sur lame en milieu sérique.

Avec les trois premiers sérums, nous avons obtenu les pourcentages de phénotypes suivants :

C D E	42	sujets,	soit	21,0 %
C D ee	141	»	»	70,5
cc D E	15	»	»	7,5
cc D ee	2	»	»	1,0
	200			100,0

Avec les quatre antisérums, les proportions suivantes des phénotypes ci-après ont été observées :

C C D E	2	sujets,	soit	1 %
C C D ee	122	»	»	61
C c D E	40	»	»	20
C c D ee	19	»	»	9,5
c c D E	15	»	»	7,5
c c D ee	2	»	»	1
	200			100,0

Ces pourcentages se rapprochent étroitement de ceux préalablement obtenus

chez les Chinois du Sud par Miller et al. [1] et ne sont pas non plus très différents de ceux observés chez les Siamois par Phansomboon et al. [2]. Ils s'écartent par contre assez sensiblement de ce qui a été observé chez les Japonais [Chown et al. [3]]. Ils s'intègrent parfaitement dans le schéma général donné récemment par Mourant [4].

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Sur la fertilité des mâles de deux souches mutantes de* Drosophila melanogaster. Note [*] de M. **Ernest Bösiger**, présentée par M. Maurice Caullery.

La fertilité des mâles des souches mutantes « *vermillon* » et « *cinnabar* » de *Drosophila melanogaster* est étudiée. Les mâles *cn* fécondent en moyenne un plus grand nombre de femelles que les mâles *v*. Les femelles *v* sont plus réceptives que les femelles *cn*. La fertilité des mâles s'exprime nécessairement en dépendance de la réceptivité des femelles.

Il est bien établi que les femelles et les mâles de souches mutantes « *vermillon* » (*v*) et « *cinnabar* » (*cn*) de *Drosophila melanogaster* n'ont pas la même fertilité [1], [2], [3], et que l'axiome de la panmixie entre différents génotypes de cette espèce doit être abandonné [4]. La présente Note rend compte d'une analyse plus poussée de la fertilité des mâles *v* et *cn*.

Dans ce but, quatre sortes de croisements ont été effectuées dans des tubes de culture. On introduit dans chaque tube six femelles vierges, âgées de 1 à 12 h, et un mâle du même âge. Après 48 h, que les mouches passent dans une chambre à température constante, réglée à 25° C $\pm$ 1° C, on isole les femelles pour déceler le nombre de femelles fécondées par chacun des mâles.

Les histogrammes ci-dessous donnent séparément pour chacun des quatre croisements en abscisse le nombre de femelles fécondées par un seul mâle et en ordonnée la fréquence correspondante de mâles. Chacun des quatre groupes comporte 110 mâles. Il est évident qu'il aurait fallu mettre plus de six femelles en présence d'un mâle, pour obtenir une distribution entière. Par conséquent les moyennes arithmétiques qui figurent dans le tableau restent en dessous de

(1) *in* A. E. Mourant, *The distribution of human blood groups*, Oxford, 1954, tableau 23.

(2) *Amer. J. phys. Anthrop.*, nouv. série, 7, 1949, p. 563.

(3) *Can. J. Res.*, E, 24, 1946, p. 135.

(4) *The distribution of human blood groups*, Oxford, 1954.

(*) Séance du 3 novembre 1954.

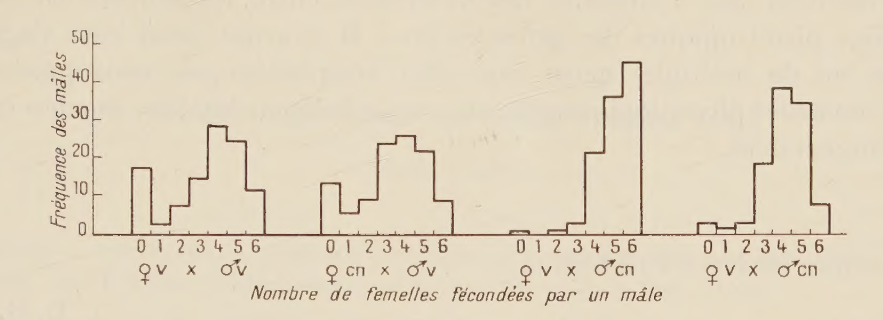
(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 934.

(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1180.

(3) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1008.

(4) C. Petit, *Bulletin Biologique*, 85, 1951, p. 392.

la capacité réelle des mâles. Mais le comportement des mouches change considérablement avec la densité de la population, et il semblait utile de créer des conditions moyennes.



Les histogrammes montrent bien que la fertilité des mâles *cn* dépasse nettement celle des mâles *v*. Il n'y a pratiquement pas de mâles *cn* qui ne fécondent aucune femelle, tandis que ce cas est fréquent chez les mâles *v*. Les fréquences de mâles *v*, qui ne fécondent aucune femelle, remontent brusquement et sortent visiblement de la distribution normale. Il est probable que cette classe 0 représente les mâles stériles non comparables avec les autres.

Il y a aussi une différence assez nette entre la réceptivité des femelles *v* et des femelles *cn*. Les deux types de mâles fécondent un plus grand nombre de femelles *v*. On ne peut donc pas mesurer objectivement la fertilité des mâles. Elle s'exprime nécessairement en dépendance de la réceptivité des femelles.

Le tableau ci-dessous donne, pour chacun des croisements, la moyenne arithmétique du nombre de femelles fécondées par un seul mâle.

Nombre de femelles fécondées par un mâle.

♀♀ *cn* × ♂ *cn*	4,07 ± 0,27	♀♀ *v* × ♂ *cn*	5,09 ± 0,21
♀♀ *cn* × ♂ *v*	3,31 ± 0,28	♀♀ *v* × ♂ *v*	3,43 ± 0,28

Ces moyennes montrent encore une fois que les mâles *cn* fécondent pendant 48 h plus de femelles que les mâles *v*, et qu'il y a plus de femelles *v* fécondées par le même type de mâles. Mais ce dernier écart est grand et largement significatif pour les mâles *cn*, et insignifiant pour les mâles *v*. On pourrait l'interprêter en supposant que les femelles *cn* repoussent plus activement les mâles. Mais, dans ce cas, les mâles *v*, peu actifs, devraient produire un écart plus grand, que les mâles *cn*. Or, c'est le contraire qu'on constate. Les faits observés s'expliquent plus aisément en admettant une réceptivité plus élevée des femelles *v*. D'après cette hypothèse, les femelles *v* réagiraient plus vivement aux stimuli des mâles. Toute la chaîne de réactions nécessaires pour que la parade nuptiale aboutisse à un accouplement, se déroulerait plus facilement

chez les femelles *v*. Des observations directes du comportement doivent permettre de trancher ce point.

Ces expériences, comme celles rapportées dans des Notes antérieures (¹), (²), ne permettent pas d'attribuer ces différences entre les souches *cn* et *v* à des effets pleiotropiques des gènes *cn* et *v*. Il pourrait aussi bien s'agir de simples ou de multiples gènes sans effet morphologique, mais produisant les phénomènes physiologiques décrits, et par lesquels les deux souches *cn* et *v* se distingueraient.

La séance est levée à 15 h 50 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'octobre 1954

(*suite et fin*).

Studies on desoxyribonucleoprotein and desoxyribonucleic acid, by Gösta Frick. *Thèse.* Uppsala, The Institute of biochemistry of University, 1954; 1 fasc. 23 cm.

Electrotechnical Review. Vol. XXII, n°s 7-8, 1954. *Is the Giorgi System of Units to be Considered three-or Four-Dimensional*, by France Avčin; 1 feuille 29 cm.

Id. — Vol. XXII, n°s 5-6/1954. Traduction française de l'article principal. *Influence de la résistance sur la représentation idéalisée de la transmission de l'énergie électrique par la charge naturelle*, par Marjan Plaper. Ljubljana, 1954; 1 fasc. 29 cm.

Hommage au professeur Lucien Cuénot (1866-1951), par R. Lienhart. Extrait des *Mémoires* de l'Académie de Stanislas, 1950-1953; 1 fasc. 23,5 cm.

Charles Flahault 1852-1935, par Philibert Guinier. Extrait de la revue des *Eaux et forêts*. T. LXXIII. 1935. Nancy, Imprimerie Berger-Levrault; 1 fasc. 24 cm.

Allocution à l'inauguration du monument Flahault à l'Hort-de-Dieu, le 12 juillet 1936, par Philibert Guinier; 1 fasc. 24,5 cm.

Encyclopédie économique de sylviculture. VIII. *Les chênes*, par Aimée Camus. T. III. Première et deuxième parties. *Texte*. Paris, Paul Lechevalier, 1952-54; 2 vol. 25 cm.

Académie royale de Belgique. *Mémoires*. T. XXVIII. Fasc. 6. Comité national de mécanique théorique et appliquée. *Colloque Junius Massau* tenu à Mons et Gand les 26 et 27 avril 1952, sous la présidence de Joseph Pérès. Bruxelles, Palais des Académies, 1954; 1 vol. 25 cm.

Annales de l'Association des ingénieurs sortis des Écoles spéciales de Gand. *Centenaire Junius Massau*. Deuxième fascicule, 1953; 1 fasc. 29 cm.

Mémoire sur l'intégration graphique des équations aux dérivées partielles, par Junius Massau. Édition du Centenaire par les soins du Comité national de mécanique. Mons, G. Delporte, s. d.; 1 vol. 25 cm.

Appendice au mémoire sur l'intégration graphique et ses applications, par Junius Massau. Paris, Gauthier-Villars, 1890; 1 vol. 23,5 cm.

Leçons de mécanique rationnelle, par Junius Massau. Édition conforme aux leçons professées en 1906-1907. T. I. *Géométrie vectorielle. Statique*. T. II. *Cinématique*. Compléments concernant certaines questions étudiées précédemment. Ouvrage publié par les soins de l'Association des ingénieurs sortis des écoles spéciales de Gand, 1911 et 1913; 2 vol. 25 cm.

Traité de physique théorique et de physique mathématique. IV. *Mécanique à l'usage de la classe de mathématiques élémentaires*, par N. Dequoy. Préface de Albert Châtelet. Paris, Gauthier-Villars, 1954; 1 fasc. 25 cm.

Commission scientifique du Logone et du Tchad. *Étude pédologique du bassin alluvionnaire du Logone-Chari.* Paris. Office de la recherche scientifique et technique Outre-Mer, 1954; 1 fasc. 27 cm.

Régence de Tunis. Protectorat français. Direction des Travaux publics. Service des mines, de l'industrie et de l'énergie. Service géologique. *Bibliographie géologique de la Tunisie.* N° 1, par GILBERT CASTANY. Notes du service géologique. N° 3. *La roche éruptive du Guelb Saad Moun* (*Tunisie septentrionale*), par A. JAUZEIN. N° 4. *Orogenèse quaternaire dans la région de Gafsa*, par GILBERT CASTANY. N° 5. *Plissements actuels à l'embouchure de la Medjerda*, par J. PIMIENTA. N° 6. *Le Tyrrhénien de la région de Bizerte*, par GILBERT CASTANY. N° 7. *Sur quelques gisements cénomaniens de la falaise du Dahar* (*Extrême Sud tunisien*), par ALBERT F. DE LAPPARENT. N° 8. *Description d'une nouvelle espèce d'Ammonite tunisienne appartenant au genre* Neolobites Fischer 1882 : Neolobites medeninensis nov. sp. *et considérations sur ce genre*, par Mme E. BASSE. N° 9. *Sur l'âge des dunes de la région d'Ouchtata* (Nefza, Tunisie septentrionale), par CH. GOTTIS. *Catalogue des publications.* Tunis, La Rapide, 1954; 9 fasc. 24 cm.

Id. — *Notes.* T. I. N° 1. *Remarques sur l'évolution structurale de quelques plis de Tunisie orientale*, par GILBERT CASTANY. N° 2. *Note sur les fouilles paléontologiques exécutées en* 1947-1948 *et* 1949 *dans le gisement villafranchien de la Garaet Ichkeul*, par CAMILLE ARAMBOURG et MICHEL ARNOULD. Tunis, Saliba et Cie, 1950; 2 fasc. 24 cm.

Id. — *Carte géologique de la Tunisie au* 1/500 000e. Deuxième édition. *Notice explicative*, par GILBERT CASTANY. Tunis, S. E. F. A. N., 1953; 1 fasc. 24,5 cm.

